

Les LASERs et leurs applications au domaine des télécommunications

Rapport rédigé par Jérôme Pons
A titre personnel

Janvier-Février 2002

Sommaire

1. Introduction	4
2. Contexte historique	5
2.1. Emission stimulée et Corps Noir	5
2.2. Expériences de Townes et Schwalow	5
2.3. Premiers LASERS à gaz	5
2.4. Premier LASER à semi-conducteur	5
2.5. Que s'est-il passé entre 1917 et 1958 ?	5
3. Théorie des LASERS	7
3.1. Principes de base d'un LASER	7
3.1.1. Analogie avec l'électronique classique	7
3.1.2. Classification des LASERS	9
3.1.3. LASERS à gaz	9
3.1.4. LASERS à semi-conducteur	10
3.2. Corps noir et interaction matière-rayonnement	11
3.2.1. Statistique de Boltzmann	11
3.2.2. Statistique de Fermi-Dirac	12
3.2.3. Statistique de Bose-Einstein	12
3.2.4. Lois du corps noir : Wien et Rayleigh-Jeans	12
3.2.5. Hypothèse de Planck	15
3.2.6. Transitions et processus radiatifs	18
3.2.7. Rapport A/B d'Einstein	19
3.3. Inversion de population et différents types de pompage	21
3.3.1. Inversion de population	21
3.3.2. Etude du coefficient d'absorption B12 dans le cas où $N_2 \ll N_1$	21
3.3.3. Différents types de pompes	25
3.3.4. Exemples de pompes optiques	25
3.3.5. Exemples de pompes électriques	28
4. LASERS à semi-conducteur (SC)	30
4.1. Etude du milieu actif des LASERS à SC	30
4.1.1. SC à gap direct et indirect	30
4.1.2. Dopage des SC à gap direct	31
4.1.3. Jonction p-n pour GaAs fortement dopé et effet LASER	33
4.1.4. Oscillation dans une cavité SC composé de GaAs	34
4.2. LASERS à hétéro-jonctions doubles (DHS)	35
4.3. Etude des propriétés des LASERS à SC	36
4.3.1. LASERS à SC étudiés	36
4.3.2. Gain d'un LASER à SC	38
4.3.3. Puissance de sortie	39
4.3.4. Diagramme de rayonnement	42
4.3.5. Espacement entre modes successifs	44
4.3.6. Polarisation	45
4.3.7. Réseaux de diodes LASER (Arrays)	46

Les LASERs et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

4.3.8.	LASERs monomodes	47
5.	<i>Applications des LASERs</i>	51
5.1.	Application au domaine de la physique	51
5.1.1.	Réalisation d'une onde sinusoïdale quasi-parfaite	51
5.1.2.	Spectroscopie LASER	51
5.1.3.	Autres domaines d'utilisation des LASERs en physique	51
5.2.	Application au domaine de la chimie	52
5.3.	Application au domaine de la médecine	52
5.4.	Application au domaine de l'industrie	52
5.5.	Application au domaine des télécommunications	53
5.5.1.	Liaisons optiques à longue distance	53
5.5.2.	Répéteur ou régénérateur de signal	54
5.5.3.	Débit de la transmission longue distance	55
6.	<i>Conclusion</i>	56
7.	<i>Bibliographie</i>	57
8.	<i>Glossaire d'acronymes utilisés</i>	60

Les LASERs et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

1. Introduction

Si dans certains ouvrages ou films de science fiction, les LASERs faisaient peur, au même titre que les applications du nucléaire, il est essentiel de savoir qu'aujourd'hui, il prédomine dans de nombreux domaines. En effet, il connaît des applications en physique (spectroscopie, astrophysique, physique nucléaire, holographie, refroidissement des atomes...), en chimie (photochimie...), en médecine (ophtalmologie, chirurgie esthétique, photothérapie...), en télécommunications optiques, dans les milieux industriels... D'où l'intérêt d'étudier cette source de lumière qui signifie « **Light Amplification by Stimulated Emission of Radiations** » (LASER). Nous commencerons par aborder le contexte historique des LASERs, puis les LASERs à gaz et à semi-conducteur et enfin les applications associées. Afin de faciliter la lecture, un glossaire de concepts fondamentaux et acronymes se trouve à la fin du rapport.

Les LASERs et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

2. Contexte historique

2.1. Emission stimulée et Corps Noir

En 1917, Albert Einstein étudiait à la fois l'émission stimulée et le rayonnement du corps noir.

2.2. Expériences de Townes et Schwalow

En 1954, Townes élabore le **premier MASER** (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) à gaz NH_3 (molécule d'ammoniac) avec une **inversion de population** par **tri-moléculaire**.

En 1958, Townes et Schwalow placent les molécules d'ammoniac précédentes dans une **cavité résonnante** composée d'un **interféromètre de Fabry-Perot**. Des oscillations apparaissent alors selon un axe particulier grâce aux deux miroirs assurant une **boucle de contre-réaction**.

2.3. Premiers LASERs à gaz

En 1960, Hughes et Maiman font osciller des ions Cr^{3+} dans un laser à rubis grâce à une inversion de population par **pompage optique**.

La même année, Javan élabore le LASER à He-Ar (Hélium et Argon) avec une inversion de population par **pompage électrique**.

En 1962, White et Ridgen élaborent le LASER à He-Ne (Hélium et Néon) émettant à la longueur d'onde de 6328 Angströms.

2.4. Premier LASER à semi-conducteur

En 1962, les LASERs à **semi-conducteur** émettant dans le domaine de l'**infrarouge** apparaissent.

2.5. Que s'est-il passé entre 1917 et 1958 ?

Pourquoi a-t-il fallu attendre plus de 40 ans entre les travaux d'Einstein sur l'émission stimulée (1917) et le premier MASER de Townes (1958) ? Cette question possède deux réponses d'ordre technique et théorique.

En effet, plusieurs limitations techniques existaient en 1917 :

- Le rapport de l'émission spontanée sur l'émission stimulée (**rapport A/B**) établi par Einstein en 1917 est inversement proportionnel à la puissance cube de la longueur d'onde. Par conséquent, pour les faibles longueurs d'onde disponibles à cette époque, l'émission stimulée était délicate à obtenir.
- Les miroirs dont le **pouvoir réflecteur en intensité** dépassait les 90 % ($R > 0.9$) n'existaient pas, d'où l'impossibilité de construire des cavités résonnantes efficaces. Actuellement, l'utilisation de **couches multi-diélectriques** permettent d'atteindre $R = 0.99999...$

La principale limitation théorique à l'élaboration d'un LASER en 1917, provenait de la **statistique de Boltzmann** et en particulier à la **distribution de Boltzmann** dans le cas d'un système à deux niveaux d'énergie. En effet, dans le cas d'un atome possédant deux niveaux

Les LASERs et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

d'énergie E1 (à l'état fondamental) et E2 (à l'état excité), le rapport des populations des deux niveaux est le suivant :

$$N2 / N1 = \exp (- \text{Beta} * \text{Epsilon})$$

Equation 1 Distribution de Boltzmann (système à deux niveaux d'énergie)

Avec,

- N2, le nombre d'atomes dans l'état excité d'énergie E2
- N1, le nombre d'atomes dans l'état fondamental d'énergie E1
- $\text{Beta} = 1 / (k * T)$, relation de physique statistique où k est la constante de Boltzmann ($k = 1.38 * 10^{-23}$ Joules/Kelvin) et T la température du système (en Kelvin)
- $\text{Epsilon} = E2 - E1$, la différence d'énergie entre les deux niveaux

Pour qu'il y ait inversion de population, c'est-à-dire pour que $N2 > N1$, alors il faut que la température T soit négative (car k et Epsilon sont positifs), ce qui mène donc à une aberration ! De plus, la distribution de Boltzmann ne tient pas compte des interactions entre molécules.

Pourtant, en 1920, l'expérience de Tolman et Ladenbourg était proche de l'élaboration des premiers LASERs. Ensuite, dans les années 20, les premières enseignes à tube à Néon étaient proches des LASERs à infrarouge car l'effet LASER était observé lorsque les techniciens installant les enseignes plaçaient leurs mains de part et d'autre du tube à néon (formant alors une cavité résonnante). Enfin, l'effet MASER existait déjà dans la nature (et a été découvert dans les années 70).

Mais il a fallu attendre tout de même 1958...

3. Théorie des LASERS

3.1. Principes de base d'un LASER

3.1.1. Analogie avec l'électronique classique

En **électronique classique**, un amplificateur à électrons (de type amplificateur opérationnel, ou « ampli op », par exemple), est caractérisé par :

- Une tension d'entrée E
- Une tension de sortie S
- Un gain en tension (ou en intensité) G tel que :
 - $S = G * E$ sans réaction ($R = 0$)
 - $S = G * (E + R * S) = (G / (1 - G * R)) * E$ avec réaction (R différent de 0)
- Un gain effectif $G_{eff} = G / (1 - G * R)$ dans le cas d'une réaction
- Un coefficient de réaction R :
 - Si $0 < R < 1$ alors il y a **réaction** et $G_{eff} > G$
 - Si $-1 < R < 0$ alors il y a **contre-réaction** et $G_{eff} < G$
 - Si $G * R \geq 1$ alors il y a **oscillation** et G_{eff} tend vers l'infini. La relation précédente est appelée **condition d'oscillation**.

Le **seuil d'oscillation** est défini lorsque :

$$G * R = 1$$

Equation 2 Condition d'oscillation d'un amplificateur

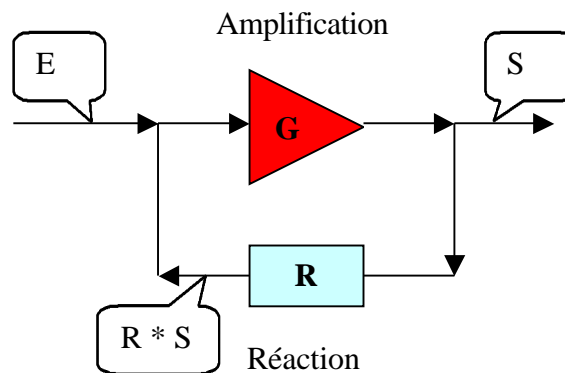


Figure 1 Amplificateur électronique

En **optique**, il ne faut plus raisonner avec des électrons (particule appartenant à la famille des **fermions**) comme en électronique mais avec des **photons** (particule appartenant à la famille des **bosons**). Un amplificateur optique est caractérisé par :

- Une intensité d'entrée I_o ;
- Une intensité de sortie I_s ;
- Un milieu actif :
 - de gain optique $G = I_s / I_o$ avec $I_s = I_o \exp(\alpha_0 * L)$,
 - de longueur L ;
 - de gain par unité de longueur α_0 strictement positif (dans le cas contraire, il s'agirait d'un coefficient d'absorption linéique)

Les LASERS et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

- Une réaction optique obtenue à l'aide de miroir semi-réfléchissants de pouvoir réflecteur en intensité R . La condition d'oscillation étant respectée :
 - $G * R \geq 1$ d'où
 - $R * \exp(\alpha_0 * L) \geq 1$ et
 - $\alpha_0 * L \geq -\ln R > 0$ donc
 - $0 < R < 1$ est bien respecté (un pouvoir réflecteur est compris entre 0 et 100 %)

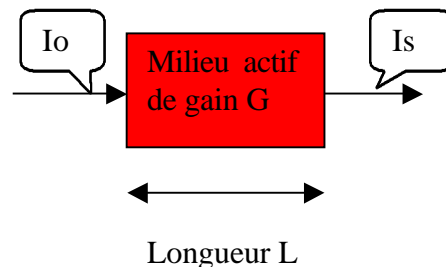


Figure 2 Amplification optique

Il existe deux types de cavités LASER :

- **LASER en anneau** pour lequel les pouvoirs réflecteurs des 3 surfaces réfléchissantes rencontrées par le faisceau LASER sont multipliés entre eux : $G * R_1 * R_2 * R_3 \geq 1$
- **LASER à Fabry-Perot** pour lequel les pouvoirs réflecteurs des 2 surfaces réfléchissantes rencontrées par le faisceau LASER sont multipliés entre eux ainsi que les gains du milieu actif deux fois traversé : $G * R_1 * G * R_2 \geq 1$

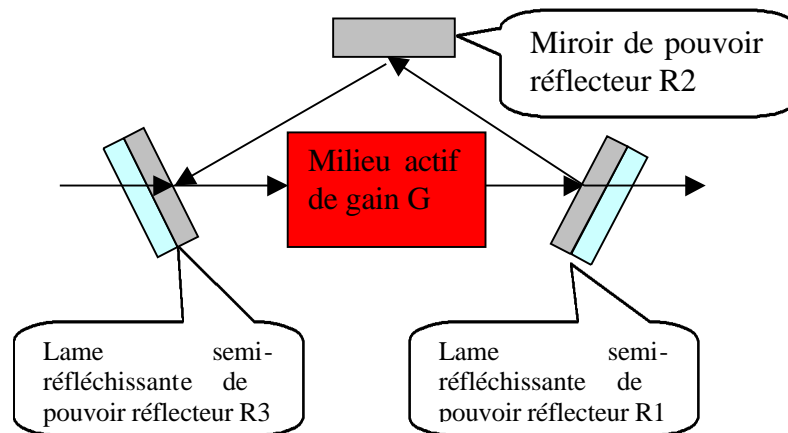


Figure 3 LASER en anneau

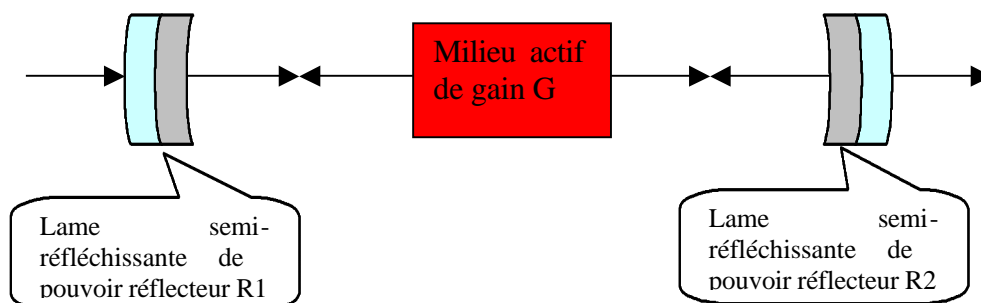


Figure 4 LASER à cavité Fabry-Perot

3.1.2. Classification des LASERs

Les LASERs sont caractérisés par :

§ leur **régime de fonctionnement** :

- **continu**
- **pulsé** : la puissance crête est atteinte durant un très court instant, avec une fréquence de l'ordre du GHz. Ce type de LASER est également appelé « LASER nano-seconde ».

§ la **nature de leur milieu actif** :

- **gaz**, excimère ou vapeur de métal ;
- **solide** de type rubis (Cr^{3+}), YAG (Nd^{3+}), semi-conducteur ou isolant ;
- **Liquide** de type colorants ;
- **A électrons libres** nécessitant un accélérateur d'électrons.

§ leur **rendement**, défini par le rapport de la puissance utile (lumière émise) sur la puissance fournie (électricité consommée) :

- 10^{-4} pour le LASER à Argon ;
- 20 % pour le LASER à CO_2 utilisé dans l'industrie pour les soudures (ce qui est moins onéreux que l'étain traditionnellement utilisé) ;
- 70 % pour le LASER à semi-conducteur à basse température.

3.1.3. LASERs à gaz

Les LASERs à gaz de type He-Ar et He-Ne sont apparus en 1960 et 1962 respectivement et possèdent une réaction R élevée et un faible gain G. Ils sont composés d'une ampoule de verre contenant le milieu actif (le gaz) dans lequel il est possible d'appliquer une décharge électrique. Afin de limiter les pertes au niveau des surfaces de verre traversées par le faisceau lumineux, des **fenêtres de Brewster** sont utilisées. En effet, un faisceau lumineux dont l'angle d'incidence i avec une lame de verre vérifie la relation d'optique $\tan i = n$ avec n , l'indice de réfraction du milieu traversé (le verre) et i l'angle dit de Brewster, sera transmis totalement. Cette enceinte de gaz est placée entre les deux lames semi-réfléchissantes d'une cavité Fabry-Pérot. Le pouvoir réflecteur est égal au produit des pouvoirs réflecteurs des deux miroirs : $R = R1 * R2$.

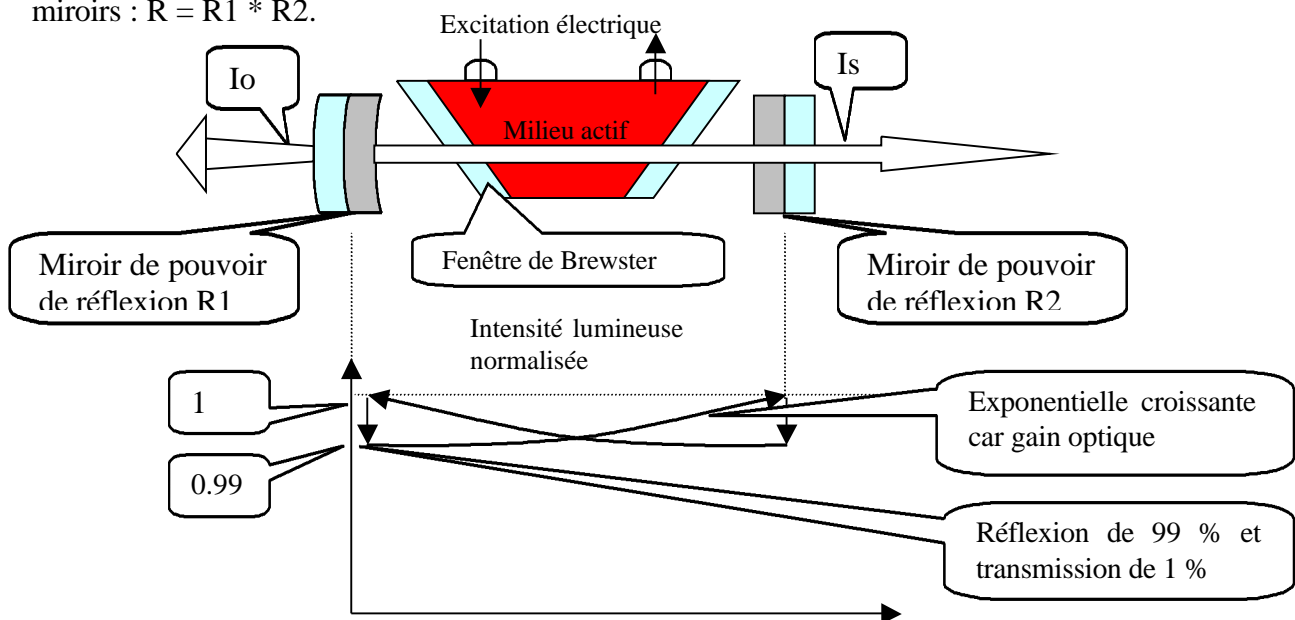


Figure 5 Principe d'un LASER à gaz

Les LASERS et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

Les miroirs suivant la loi de conservation de l'énergie qui dit que la somme des pouvoirs réflecteur R , de transmission T , d'absorption A et de diffusion D est égale à 1, nous en déduisons, en l'absence de diffusion et absorption que le pouvoir de réflexion $R = 1 - T$.
Donc pour R élevé et T faible :

- § $\text{Alpha}_0 * L \gg -\ln R$ devient
- § $\text{Alpha}_0 * L \gg -\ln(1 - T)$ et comme T est petit devant 1, le développement limité $\ln(1 + x) \approx x$ peut être appliqué et
- § $\text{Alpha}_0 * L \gg T$.

Pour un LASER à He-Ne, $R = 99\%$ donc $T = 1\%$ et le gain G satisfait :

- § $G = \exp(\text{Alpha}_0 * L) \gg \exp T$ et comme T est petit devant 1, le développement limité $\exp x \approx 1 + x$ peut être appliqué et
- § $G \gg 1 + T = 1.01$

C'est-à-dire que lorsque le faisceau incident traverse la cavité, son gain est de l'ordre de 1 % et pour cette raison, un **LASER à gaz est dit à faibles gain**.

3.1.4. LASERS à semi-conducteur

Les LASERS à semi-conducteur sont apparus en 1962 et possèdent une faible réflexion R et un gain G élevé. Le milieu actif forme une couche d'indice de réfraction $n = 3.5$ dans le cas du GaAs (Arséniure de Gallium). Cette couche est prise en sandwich entre deux autres couches d'indice de réfraction différent de sorte que la couche correspondant au milieu actif fasse office de guide d'onde. Ces trois couches forment un parallélépipède plongé dans l'air d'indice de réfraction $n = 1$ si bien que deux des faces de ce parallélépipède forment naturellement les deux miroirs de la cavité Fabry-Pérot.

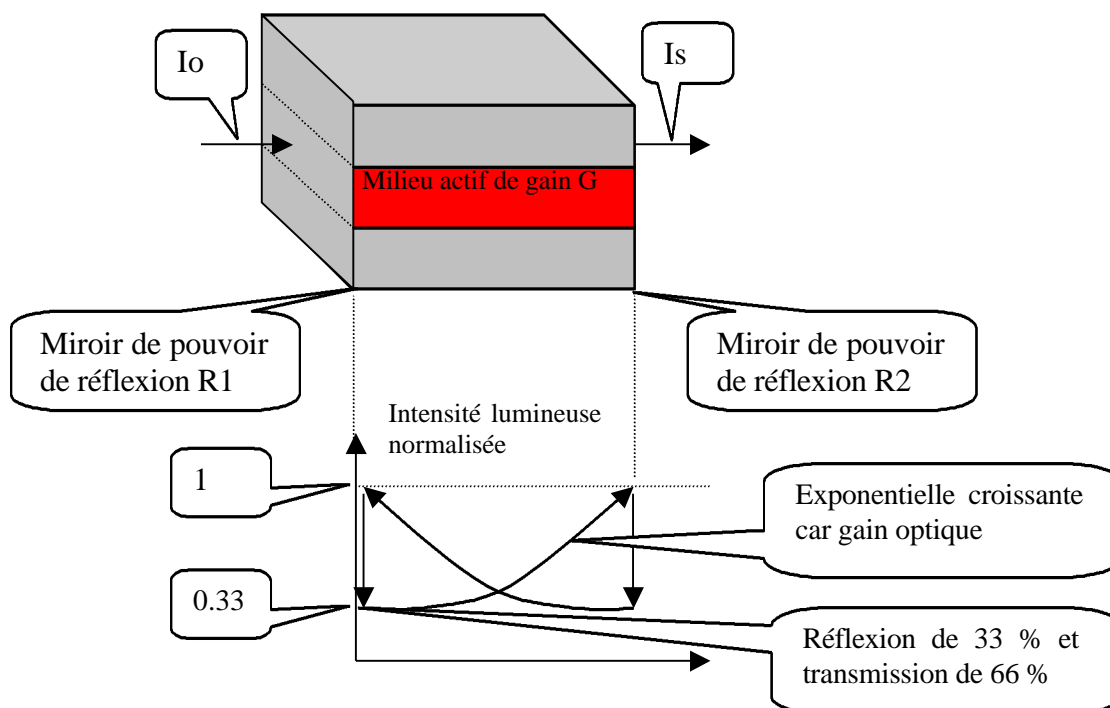


Figure 6 Principe d'un LASER à semi-conducteur

Lorsque le faisceau d'intensité entrante I_o est perpendiculaire au miroir (incidence normale), le pouvoir réflecteur est, d'après les lois de l'optique, $R = ((n - 1) / (n + 1))^2 = 0.3$ pour $n =$

Les LASERS et leurs applications au domaine des télécommunications
 © 2002 - Jérôme PONS

3.5 donc, pour vérifier la condition d'oscillation $G * R \geq 1$, il faut que le gain $G \geq 3.3$ et c'est la raison pour laquelle un **LASER à semi-conducteur est dit à fort gain**.

3.2. Corps noir et interaction matière-rayonnement

3.2.1. Statistique de Boltzmann

En 1872, l'Autrichien Boltzmann, connus par ses travaux d'interprétation de la notion d'entropie, fonde la théorie statistique qui porte son nom. Dans cette statistique, considérons N particules discernables n'interagissant pas entre elles. Plaçons-les à l'**équilibre thermodynamique** et chaque niveau d'énergie E_i est occupé par N_i particules tel que :

$N_i \text{ (équilibre thermodynamique)} = \frac{N * g_i * \exp(-\beta * E_i)}{\sum_i g_i * \exp(-\beta * E_i)}$
--

Equation 3 Statistique de Boltzmann

Avec :

- N, le nombre total de particules
- g_i , la **dégénérescence** du niveau i
- $\beta = 1 / (k * T)$, relation de physique statistique où k est la constante de Boltzmann ($k = 1.38 * 10^{-23}$ Joules/Kelvin) et T la température du système (en Kelvin)
- E_i , l'énergie du niveau i (en Joules)

Dans le cas d'un système à deux niveaux d'énergie E_1 et E_2 , et dans le cas d'une même dégénérescence ($g_1 = g_2$), nous obtenons la distribution de Boltzmann (Equation 1) :

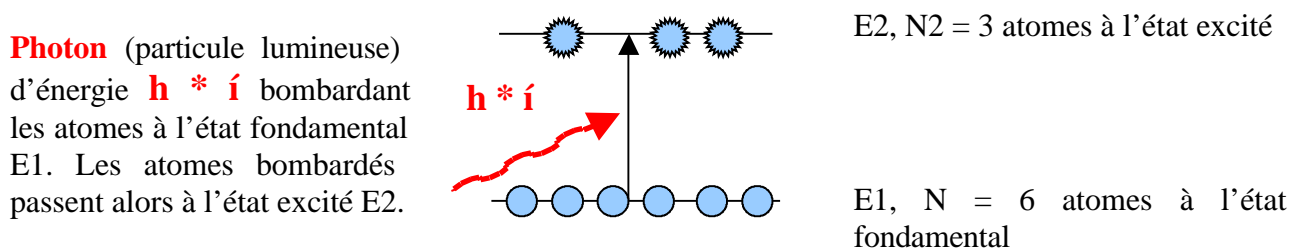


Figure 7 Système à deux niveaux d'énergie absorbant un photon

D'après la statistique de Boltzmann, le rapport des populations des deux niveaux d'énergie est :

$$N_2 / N_1 = (g_2 / g_1) * \exp(-\beta * (E_2 - E_1)) \text{ d'après l'Equation 3}$$

Comme $g_1 = g_2$, il vient :

$$N_2 / N_1 = \exp(-\beta * (E_2 - E_1)) \text{ (Equation 1)}$$

Et comme l'énergie du photon est précisément égale à l'écart énergétique entre les deux niveaux, le photon est absorbé par le système contenant les N particules. Il est plus particulièrement absorbé par les atomes se trouvant dans l'état fondamental. Après absorption,

Les LASERs et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

ces atomes passent à l'état excité et dépeuplent le niveau inférieur pour peupler le niveau supérieur.

L'équation précédente devient, en prenant en compte l'énergie du photon $h \cdot \nu = E_2 - E_1$:

$$N_2 / N_1 = \exp(-\beta \cdot (E_2 - E_1)) = \exp(-(h \cdot \nu) / (k \cdot T))$$

Equation 4 Système à deux niveaux et absorption d'un photon

Avec :

- h , constante de Planck (voir Hypothèse de Planck)
- ν , fréquence du photon incident

3.2.2. Statistique de Fermi-Dirac

Dans cette statistique, les particules considérées s'appellent des « **fermions** » et possèdent un « **spin** » semi-entier. Si nous considérons un système composé de N fermions indiscernables, ceux-ci doivent obéir au **Principe d'exclusion de Pauli**. A l'équilibre thermodynamique, le nombre de fermions N_i peuplant le niveau d'énergie E_i est :

$$N_i (\text{équilibre thermodynamique}) = \frac{g_i}{B \cdot \exp(+\beta \cdot E_i) + 1}$$

Equation 5 Statistique de Fermi-Dirac

Avec :

- B tel que $\sum_i N_i(\text{équilibre thermodynamique}) = N$, une constante de normalisation

3.2.3. Statistique de Bose-Einstein

Dans cette statistique, les particules considérées s'appellent des « **bosons** » et possèdent un « **spin** » entier. Un système composé de N bosons indiscernables est sans contrainte d'exclusion contrairement à un système composé de N fermions indiscernables.

3.2.4. Lois du corps noir : Wien et Rayleigh-Jeans

Vous avez déjà remarqué qu'en appliquant n'importe quelle lumière sur une surface noire, celle-ci n'était pas réfléchi mais totalement absorbée. En 1859, Kirchhoff imagine un corps absorbant intégralement toutes les radiations qu'il reçoit (en particulier les radiations lumineuses). Il nomme alors ce corps « **corps noir** ».

A la fin du XIX^{ème} siècle, les physiciens étudient le rayonnement d'un corps noir isolé de l'extérieur absorbant lui-même l'énergie qu'il émet :

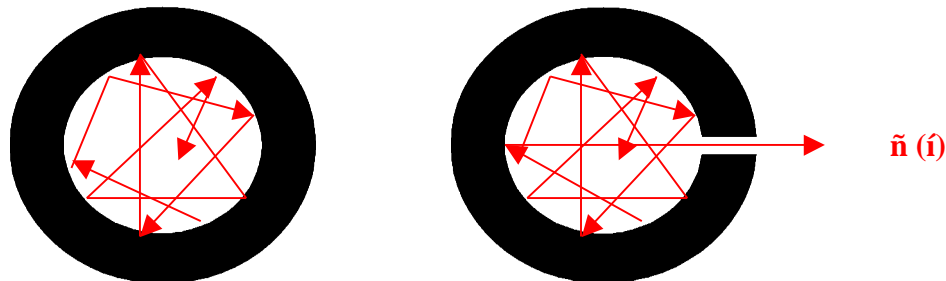


Figure 8 Rayonnement du Corps Noir

Les LASERs et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

Ce corps noir est porté à la température T et la cavité créée en son cœur possède un volume V . A l'aide des lois de la thermodynamique, l'Autrichien Stefan montre que l'énergie émise par le corps noir est proportionnelle à la puissance quatrième de la température. Cette relation est plus connue sous le nom de « loi de Stefan ».

Ensuite, Wien indique comment passer de la **répartition spectrale de cette énergie $Rho(\lambda)$** à une température donnée à celle obtenue pour une autre température. La courbe représentant l'énergie émise en fonction de la longueur d'onde possède une forme de cloche à une température donnée. Lorsque la température diminue, l'énergie maximale associée au sommet de cette courbe diminue alors que la longueur d'onde maximale λ_{\max} associée à ce même sommet augmente. Ce phénomène est connu sous le nom de « loi de déplacement de Wien » :

$$\lambda_{\max} * T = 2900 \mu\text{m} * \text{K}$$

Equation 6 Loi de déplacement de Wien

Avec :

- λ , la longueur d'onde émise par le corps noir
- T , la température du corps noir

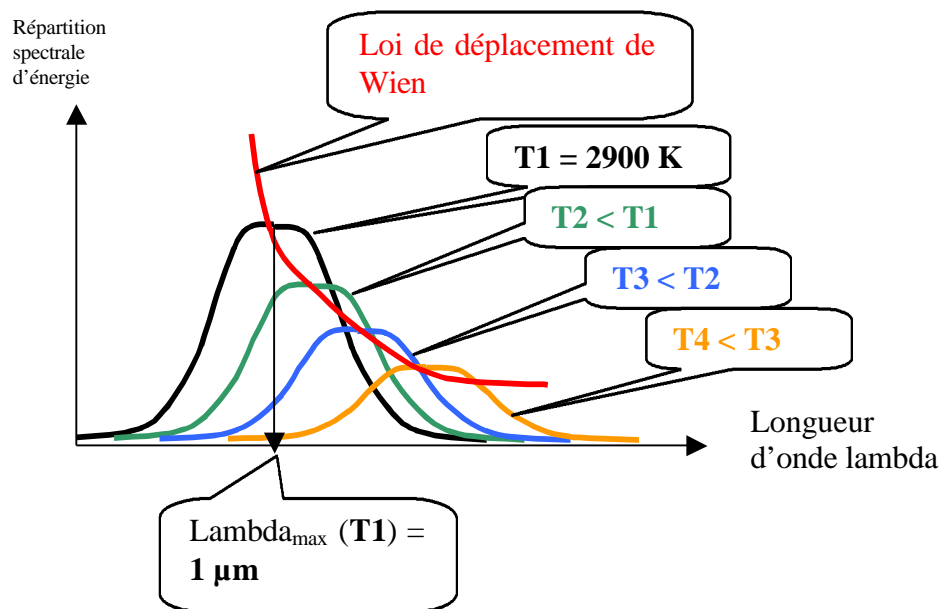


Figure 9 Répartition spectrale d'énergie de Wien

Pour ramener ce phénomène physique à des notions plus réalistes, notons que tout corps porté à une température T rayonne électromagnétiquement, tout comme le corps noir, dans une bande spectrale dépendant de la température T . Par exemple, le corps humain, de température $T = 309 \text{ K}$ rayonne à la longueur d'onde $\lambda_{\max} = 10 \mu\text{m}$ et c'est la raison pour laquelle sa présence est détectable par une caméra sensible aux rayonnements infrarouge.

Lorsque la température d'un corps incandescent augmente, la couleur du corps vire au blanc puis vers le bleu mais le matériau fond avant de l'avoir atteinte (le matériau se « sublime »).

Les LASERs et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

Dans le cas du filament d'une lampe à incandescence (l'ampoule domestique), le Tungstène est utilisé car ce métal possède la température de fusion la plus élevée (de l'ordre de 3600 K). En 1879, Edison chauffe un filament de Tungstène à 2800 K, ce qui le fait rayonner à 90 % dans l'infrarouge et à 10 % dans le blanc. Toutefois, les lampes à incandescence ne peuvent être utilisées plus de 1000 heures contrairement aux lampes à quartz-halogène pour lesquelles la température de chauffage du filament et la durée de vie sont supérieures.

Malheureusement, la répartition spectrale d'énergie de Wien n'est vérifiée dans la pratique que pour la partie des courbes située en dessous de la courbe rouge associée à la loi de déplacement de Wien. Au-dessus de cette dernière, la théorie n'est plus vérifiée dans la pratique et la thermodynamique s'est montrée impuissante à préciser davantage cette répartition spectrale d'énergie.

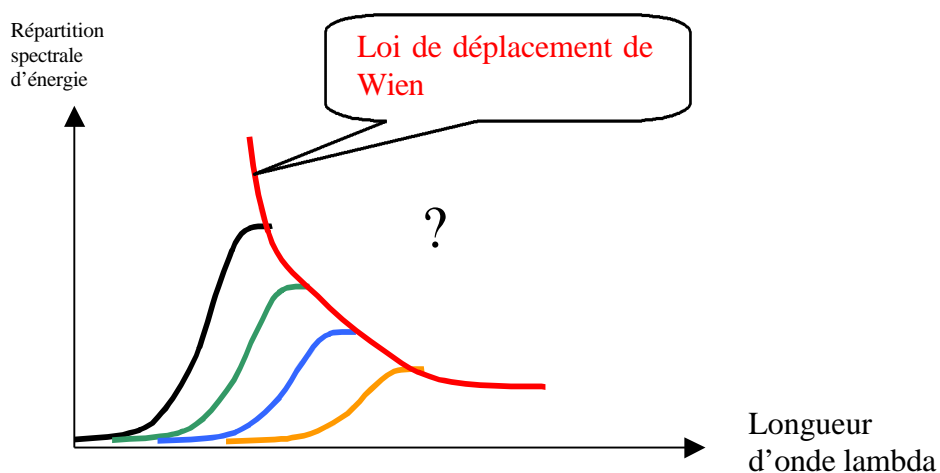


Figure 10 Répartition spectrale d'énergie de Wien non vérifiée au dessus de la loi de déplacement

A la fin du XIX^{ème} siècle, l'Anglais Rayleigh s'appuie sur les hypothèses atomiques et électroniques récentes pour établir la formule gouvernant la partie inconnue de la courbe précédente (Figure 10). Malheureusement, sa formule était contraire à l'expérience pour de petites longueurs d'onde mais valable toutefois pour de grandes longueurs d'onde. Cette formule dit qu'à l'intérieur d'une cavité portée à la température T (le corps noir possède une cavité), s'établissent un certain nombre de modes d'oscillation par unité de volume et de fréquence, noté :

$$m(Nu) = 8 * \pi * Nu^2 / c^3$$

Equation 7 Nombre de modes d'oscillation d'une cavité résonnante par unité de volume et de fréquence

Avec :

- Nu, la fréquence
- c, la vitesse de la lumière (environ 300 000 km par seconde)

Imaginons cette cavité comme le chevalet et le sillet d'une guitare entre lesquels vibre une corde. Les modes d'oscillation constituent la note fondamentale et les harmoniques.

Les LASERS et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

A la fin de ce siècle, il fallait combiner les répartitions spectrales d'énergie de Wien (pour les faibles longueurs d'onde) et de Rayleigh-Jeans (pour les longueurs d'onde élevées) pour expliquer l'expérience. Cette combinaison est appelée « **Loi du corps noir** ». L'introduction des « **quanta** » allait révolutionner ces deux théories classiques au début du vingtième siècle.

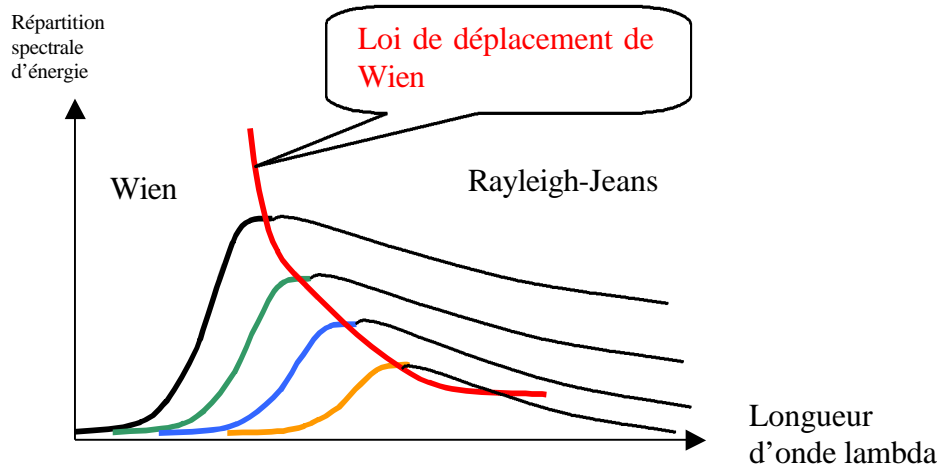


Figure 11 Loi du corps noir

3.2.5. Hypothèse de Planck

A la fin du XIX^{ème} siècle, les théories classiques tentant d'expliquer le rayonnement du corps noir aboutissent aux lois de Wien et Rayleigh-Jeans. Seulement ces lois ne faisaient qu'approcher l'expérience.

En 1900, l'Allemand Max Planck décide de modifier ces théories classiques en rejetant la continuité des deux lois classiques au niveau de la courbe correspondant à la loi de déplacement de Wien (Figure 11). En effet, Planck pose le postulat que « la matière ne peut émettre l'énergie que d'une manière discontinue, par quantités finies, appelées quanta, dont la valeur est proportionnelle à la fréquence ». Ce postulat a donné lieu à la « loi de Planck » :

$$\Delta E = h \cdot \nu$$

Equation 8 Loi de Planck

Avec :

- ΔE une variation d'énergie correspondant à la quantité émise par la matière
- h , constante de Planck, $h = 6.63 \cdot 10^{-34}$ Joules * secondes.
- ν , fréquence du photon émis par la matière

En se basant sur ce postulat, Planck étudie à son tour le corps noir et parvient en 1909 à établir la loi expérimentale régissant le rayonnement du corps noir. La loi trouvée coïncide avec les expériences.

L'hypothèse de Planck de 1909 est la suivante :

- Boltzmann, dans sa statistique, considère des molécules discernable (contenu quantifié) placées dans une enceinte fermée (contenant continu)
- Planck analyse le système de façon inverse au sens où il considère l'énergie émise par le corps noir, de répartition spectrale d'énergie **$\rho(\nu)$** (contenu continu), se « plaçant » selon des modes d'oscillation de Rayleigh (contenant quantifié).

Les LASERS et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

Pour une fréquence **Nu** de **Rho (Nu)** donnée, l'énergie des modes est quantifiée et peut être égale à un nombre entier de quanta (d'après la loi de Planck) . Le contenu (l'énergie) devient :

$$E = n * h * Nu \text{ pour Nu donnée.}$$

L'énergie moyenne d'un mode est donnée par la statistique de Boltzmann et s'exprime par :

$$\langle E \rangle = h * Nu / (\exp (+ Beta * h * Nu) - 1)$$

En 1924, Bose retrouvera cette formule en assimilant les photons et les bosons.

Pour une fréquence Nu donnée, la **densité de modes** ou répartition spectrale d'énergie, est égale au nombre de modes par unité de volume et de fréquence que multiplie l'énergie moyenne d'un mode :

$$\text{Rho (Nu)} = m \text{ (Nu)} * \langle E \rangle = (8 * \pi * Nu^2 / c^3) * h * Nu / (\exp (+ Beta * h * Nu) - 1)$$

Equation 9 Densité spectrale d'énergie de Planck

Or, comme $\text{Rho (Nu)} * dNu = \text{Rho (Lambda)} * d\text{Lambda}$ alors $\text{Rho (Lambda)} = \text{Rho (Nu)} * |d\text{Lambda} / dNu| = \text{Rho (Nu)} * c / \text{Lambda}^2$ et nous obtenons la loi du corps noir :

$$\text{Rho (Lambda ; T)} = ((8 * \pi * h * c) / \text{Lambda}^5) * 1 / (\exp (+ h * c / (\text{Lambda} * k * T)) - 1)$$

Equation 10 Loi du corps noir de Planck

En prenant les valeurs suivantes :

- $h = 6.63 * 10^{-34} \text{ J} * \text{s}$
- $c = 3 * 10^8 \text{ m} / \text{s}$
- $k = 1.38 * 10^{-23} \text{ J} / \text{K}$

Il vient :

$$\text{Rho (Lambda}[\mu\text{m}] ; T) = 8 * \pi * 3 * 6.63 * 10^4 / (\text{Lambda}[\mu\text{m}]^5 * (\exp(6.63 * 3 / (\text{Lambda}[\mu\text{m}] * 1.38 * 10^{-3} * T)) - 1))$$

En utilisant GNUplot et en tapant la commande :

```
gnuplot> plot [x=0:10] [y=0:2900] 8 * pi * 3 * 6.63 * 10**4 / (x**5 * (exp(6.633 / (x * 1.38 * 10**-3 * y)) - 1))
```

Nous obtenons la courbe suivante :

- abscisse gauche : la longueur d'onde en μm
- abscisse droite : la température en K
- ordonnée : la répartition spectrale d'énergie en J / m^4

Les LASERs et leurs applications au domaine des télécommunications

© 2002 - Jérôme PONS

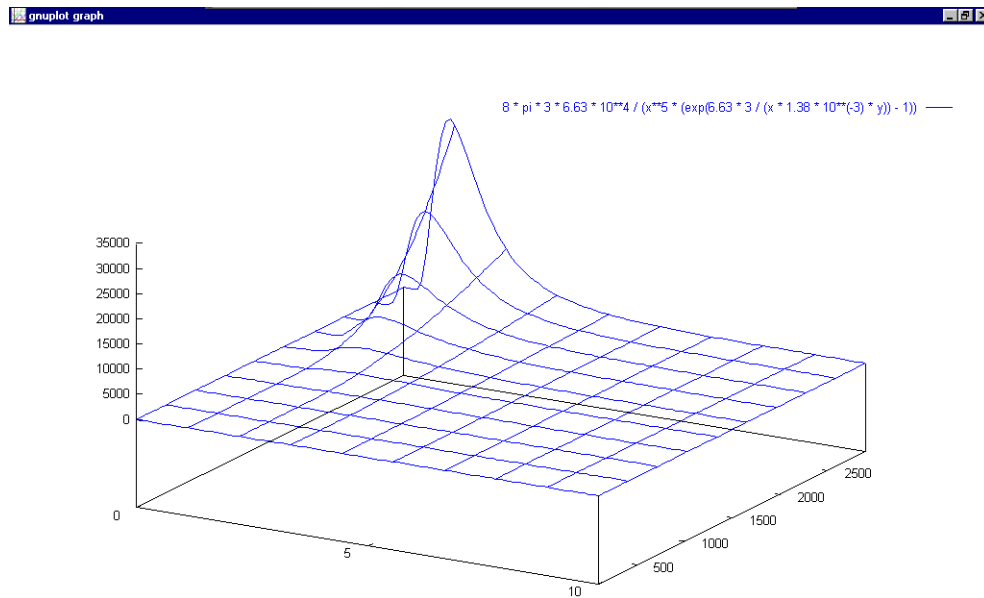


Figure 12 Loi du corps noir de Planck

Et pour les températures $T = 300$ K (corps humain, LASER à He-Ne, LASER à semi-conducteur), 600 K et 900 K (LASER à Ar^+), avec une longueur d'onde variant de 0 à $30 \mu\text{m}$, il vient :

```
gnuplot> plot [x=0:30] 8 * pi * 3 * 6.63 * 10**4 / (x**5 * (exp(6.63* 3 / (x * 1.38 * 10**-3 * 300)) - 1)), 8 * pi * 3 * 6.63 * 10**4 / (x**5 * (exp(6.63* 3 / (x * 1.38 * 10**-3 * 600)) - 1)), 8 * pi * 3 * 6.63 * 10**4 / (x**5 * (exp(6.63 * 3 / (x * 1.38 * 10**-3 * 900)) - 1))
```

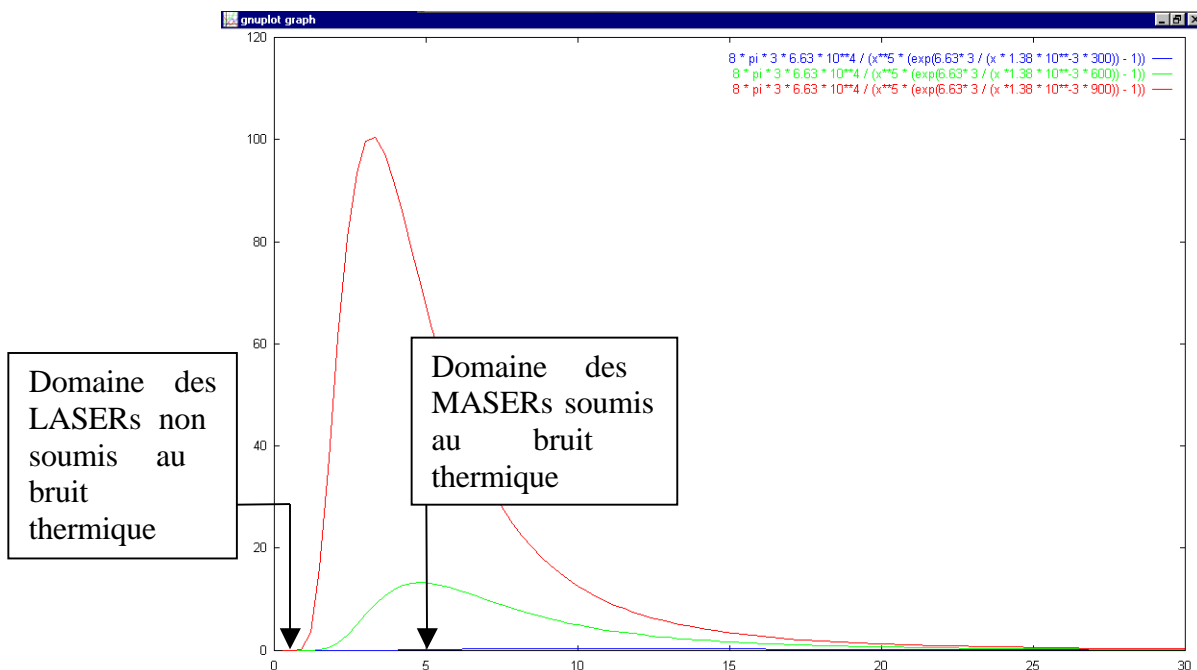


Figure 13 Déplacement de Wien avec la loi du corps noir de Planck

Les LASERs et leurs applications au domaine des télécommunications
 © 2002 - Jérôme PONS

Bilan sur la loi du corps noir :

- Etant donné que tout corps porté à une température T émet des radiations dont la densité spectrale d'énergie est donnée par la loi du corps noir, il faut considérer cette énergie comme un **bruit thermique**.
- Les LASERs ne sont donc pas soumis à ce bruit thermique car leur longueur d'onde est trop faible
- Les MASERs en revanche subissent le bruit thermique.

3.2.6. Transitions et processus radiatifs

3.2.6.1. Absorption

Un atome peut se trouver dans plusieurs états d'énergie discrets. Pour transiter d'un état d'énergie E_1 à un état d'énergie $E_2 > E_1$, l'atome doit absorber un photon d'énergie $h \cdot \nu$ égale à $E_2 - E_1$. L'**absorption** est le premier des processus transitoires cohérent car les photons non absorbés conservent la même fréquence, la même phase, la même polarisation et la même direction que les photons incidents. Pour cette raison, l'absorption est également appelée **soustraction cohérente**.

Photon (particule lumineuse)
 d'énergie $h \cdot \nu = E_2 - E_1$
 bombardant les atomes à l'état fondamental E_1 . Les atomes bombardés passent alors à l'état excité E_2 .

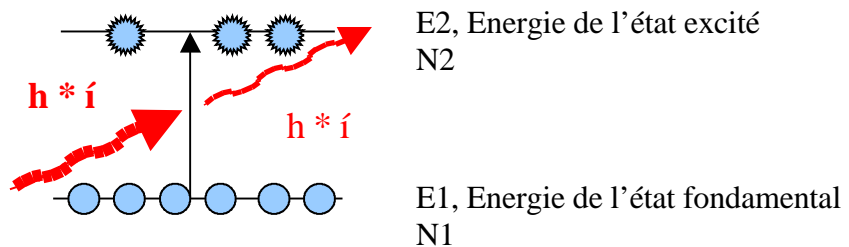


Figure 14 Absorption d'un photon

L'absorption est proportionnelle au nombre N_1 d'atomes dans l'état 1 et à la densité spectrale d'énergie $\rho(\nu)$. La probabilité de transition par absorption du niveau 1 au niveau 2 est B_{12} . Le nombre dN_1 d'atomes du niveau 1 absorbant un photon pendant un intervalle de temps dt est :

$$dN_1 = - B_{12} \cdot N_1 \cdot \rho(\nu) \cdot dt$$

Equation 11 Absorption pendant dt

3.2.6.2. Emission stimulée

Une fois dans son état excité, l'atome peut retourner dans l'état fondamental en émettant un photon suite au bombardement par un photon incident. La désexcitation de l'atome est « stimulée » par le photon incident. Ce processus est dit « radiatif » car il y a émission d'un photon et s'appelle **émission stimulée ou induite**. Ce processus est intimement lié à l'absorption et est appelé **addition cohérente** (pour la même raison que l'absorption est appelée soustraction cohérente).

Photon (particule lumineuse)
 d'énergie $h \cdot \nu = E_2 - E_1$
 bombardant les atomes à l'état excité E_2 . Les atomes bombardés passent alors à l'état fondamental E_1 .

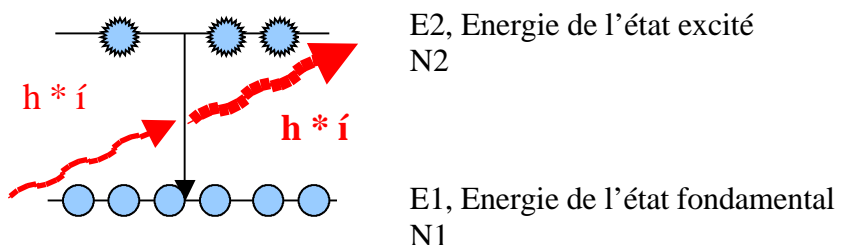


Figure 15 Emission stimulée d'un photon

Les LASERs et leurs applications au domaine des télécommunications
 © 2002 - Jérôme PONS

L'émission stimulée est proportionnelle au nombre N_2 d'atomes dans l'état 2 et à la densité spectrale d'énergie $\rho(\nu)$. La probabilité de transition par émission stimulée du niveau 2 au niveau 1 est B_{21} . Le nombre dN_2 d'atomes du niveau 2 émettant un photon par émission stimulée pendant un intervalle de temps dt est :

$$dN_2 = - B_{21} * N_2 * \rho(\nu) * dt$$

Equation 12 Emission stimulée pendant dt

Les processus d'émission stimulée et d'absorption étant liés, il vient :

$$dN_2 = - dN_1$$

3.2.6.3. Emission spontanée

Contrairement à l'émission stimulée où l'atome dans l'état 2 est bombardé par un photon incident (stimulus) avant de se désintégrer, ce même atome se désintègre spontanément et sans stimulus dans l'**émission spontanée**.

Les atomes à l'état excité E_2 passent spontanément à l'état fondamental E_1 .

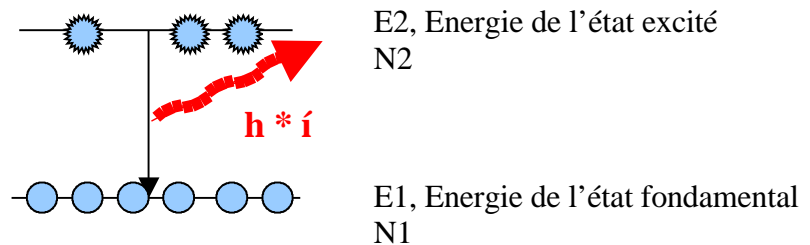


Figure 16 Emission spontanée d'un photon

L'émission spontanée est proportionnelle au nombre N_2 d'atomes dans l'état 2 et est indépendante de la densité spectrale d'énergie $\rho(\nu)$ car il n'y a pas d'interaction entre un rayonnement externe (photons incidents) et les atomes. Le photon émis l'est de manière quelconque en terme de phase, polarisation et direction. La probabilité de transition par émission spontanée du niveau 2 au niveau 1 est A_{21} . Le nombre dN_2 d'atomes du niveau 2 émettant un photon par émission spontanée pendant un intervalle de temps dt est :

$$dN_2 = - A_{21} * N_2 * dt$$

Equation 13 Emission spontanée pendant dt

La durée de vie du niveau 2 s'en déduit :

$dN_2 / N_2 = - A_{21} dt$ donne par intégration $\ln N_2 = - A_{21} * t$ soit $N_2(t) = \exp(-A_{21} * t)$ que nous pouvons réécrire $N_2(t) = \exp(-t / D_{vie})$ avec D_{vie} la durée de vie du niveau 2.

$$D_{vie} = 1 / A_{21}$$

Equation 14 Durée de vie du niveau 2

3.2.7. Rapport A/B d'Einstein

En 1917, Einstein compare, à l'équilibre thermodynamique, le rayonnement émis par un système à deux niveaux et celui d'un corps noir de densité spectrale d'énergie $\rho(\nu)$. En

Les LASERS et leurs applications au domaine des télécommunications
 © 2002 - Jérôme PONS

nous concentrant sur l'évolution du nombre d'atomes peuplant le niveau 2 en fonction du temps, il vient pour les trois processus transitoires précédents :

$$dN_2 / dt = (dN_2 / dt)_{\text{spt}} + (dN_2 / dt)_{\text{abs}} + (dN_2 / dt)_{\text{stm}}$$

$$dN_2 / dt = - A_{21} * N_2 + B_{12} * N_1 * \text{Rho}(\text{Nu}) - B_{21} * N_2 * \text{Rho}(\text{Nu})$$

Equation 15 Evolution du nombre d'atomes se désexcitant par émission d'un photon

A l'équilibre thermodynamique, dN_2 / dt est nulle donc :

$$N_2 / N_1 = B_{12} * \text{Rho}(\text{Nu}) / (A_{21} + B_{21} * \text{Rho}(\text{Nu})) = (g_2 / g_1) \exp(-h * \text{Nu} / (k * T))$$

d'après la distribution de Boltzmann

Ou bien,

$$\text{Rho}(\text{Nu}) = A_{21} / (B_{12} * (N_1 / N_2) - B_{21})$$

La première expression N_2 / N_1 est valable pour toutes les températures. Supposons cette température extrêmement élevée et dans ce cas la densité spectrale d'énergie l'est également (le corps noir devient extrêmement brillant). Si T et $\text{Rho}(\text{Nu})$ tendent vers l'infini alors :

$$N_2 / N_1 \# B_{12} / B_{21} \# g_2 / g_1 \quad (\text{le signe « \# » signifie « proche de »})$$

La seconde expression $\text{Rho}(\text{Nu})$ devient alors :

$$\text{Rho}(\text{Nu}) = A_{21} / ((g_2 / g_1) * B_{21} * (N_1 / N_2) - B_{21}), \text{ soit :}$$

$$\text{Rho}(\text{Nu}) = A_{21} / (((g_2 / g_1) * (N_1 / N_2) - 1) * B_{21}), \text{ et en tenant compte de la première expression de } N_2 / N_1 \text{ ramenée à } N_1 / N_2:$$

$$\text{Rho}(\text{Nu}) = A_{21} / (((g_2 / g_1) * (g_1 / g_2) \exp(+h * \text{Nu} / (k * T)) - 1) * B_{21})$$

En simplifiant, il vient :

$$\text{Rho}(\text{Nu}) = A_{21} / ((\exp(h * \text{Nu} / (k * T)) - 1) * B_{21})$$

Equation 16 Densité spectrale d'énergie d'Einstein

En égalisant les densités spectrales d'énergie d'Einstein et de Planck (Equation 9 et Equation 16), il vient :

$$\text{Rho}(\text{Nu}) = (8 * \pi * \text{Nu}^2 / c^3) * h * \text{Nu} / (\exp(\text{Beta} * h * \text{Nu}) - 1) = A_{21} / ((\exp(h * \text{Nu} / (k * T)) - 1) * B_{21})$$

D'où :

$$A_{21} / B_{21} = (8 * \pi * \text{Nu}^2 / c^3) * h * \text{Nu}, \text{ et}$$

$$A_{21} / B_{21} = 8 * \pi * h / \text{Lambda}^3$$

Equation 17 Rapport A/B d'Einstein

Les LASERS et leurs applications au domaine des télécommunications
 © 2002 - Jérôme PONS

Bilan :

- Connaissant l'un des trois coefficients d'Einstein A_{21} , B_{21} ou B_{12} , il est possible d'en déduire les deux autres ;
- Pour les faibles longueurs d'onde, l'émission spontanée prédomine sur l'émission stimulée ;
- Lorsque l'émission spontanée A_{21} prédomine, elle forme **bruit incohérent** ;
- L'émission stimulée B_{21} est assimilée au faisceau LASER qui constitue le signal utile du système ;
- Le bruit incohérent n'affecte que les LASERS et est diffusé par le milieu actif alors que le bruit thermique n'affecte que les MASERS et est rayonné par la cavité LASER portée à $T = 300 \text{ K}$;

3.3. Inversion de population et différents types de pompage

3.3.1. Inversion de population

En excluant le bruit incohérent (émission spontanée), la condition de gain d'un oscillateur quantique est obtenue lorsque $dN_2 / dt < 0$ c'est-à-dire lorsque le nombre d'atomes du niveau 2 se désexcitant diminue au cours du temps : il y a alors **inversion de population**). Pour cela, l'émission stimulée doit l'emporter sur l'absorption. D'après l'Equation 15 (en supprimant le terme lié à l'émission spontanée), il vient :

$$dN_2 / dt = B_{12} * N_1 * \text{Rho}(\text{Nu}) - B_{21} * N_2 * \text{Rho}(\text{Nu})$$

$$dN_2 / dt = - B_{21} * \text{Rho}(\text{Nu}) * (N_2 - N_1 * B_{12} / B_{21})$$

$$dN_2 / dt = - B_{21} * \text{Rho}(\text{Nu}) * (N_2 - N_1 * g_2 / g_1) < 0 \text{ donc :}$$

$$N_2 > N_1 * g_2 / g_1$$

Equation 18 Condition d'inversion de population et de gain

3.3.2. Etude du coefficient d'absorption B_{12} dans le cas où $N_2 \ll N_1$

Lorsqu'un faisceau lumineux traverse une enceinte fermée contenant des atomes ou molécules absorbantes, son intensité décroît de manière exponentielle. Considérons I_0 l'intensité initiale du faisceau incident. Calculons la diminution dI de l'intensité I lors de la traversée d'une épaisseur dx du matériau absorbant, en fonction de l'épaisseur x :

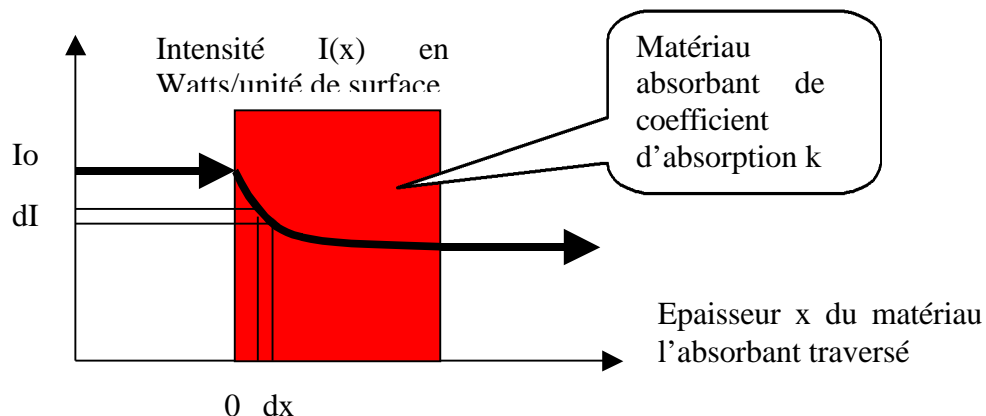


Figure 17 Absorption d'énergie par un matériau de coefficient d'absorption k

Les LASERs et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

La diminution d'intensité s'exprime par :

$$dI = - I * k * dx$$

d'où ,

$$dI / I = - k * dx$$

et par intégration, il vient :

$$I(x) = I_0 * \exp(- k * x)$$

Equation 19 Décroissance de l'intensité lumineuse dans un matériau absorbant

Ce qui correspond bien à une décroissance exponentielle.

Notons que le coefficient d'absorption linéique k est associé à la **susceptibilité électrique** du matériau absorbant. Toutefois, les atomes du matériau absorbant réagissent à une certaine fréquence N_{uo} du rayonnement incident et la représentation $k(Nu)$ du coefficient d'absorption linéique en fonction de la fréquence du faisceau incident Nu possède un **profil Lorentzien** et une **largeur de raie naturelle à mi-hauteur $\Delta N_{u1/2}$** liée à la durée de vie de la **bande d'absorption** (voir 3.3.4) du matériau absorbant.

Un profil de raie Lorentzien possède la forme suivante :

$$k(Nu) = k_0 / (1 + ((Nu - N_{uo}) / \Delta N_{u1/2})^2)$$

Equation 20 Profil de raie de type Lorentzien

Avec GNUplot et en tapant la commande suivante :

```
gnuplot> plot [x=0:30] 10 / (1 + ((x - 15)/4)**2)
```

où arbitrairement, nous supposons :

- $k_0 = 10$
- $N_{uo} = 15$
- $Nu = x$
- $\Delta N_{u1/2} = 4$

Les LASERs et leurs applications au domaine des télécommunications
 © 2002 - Jérôme PONS

$k(\tilde{\omega})$

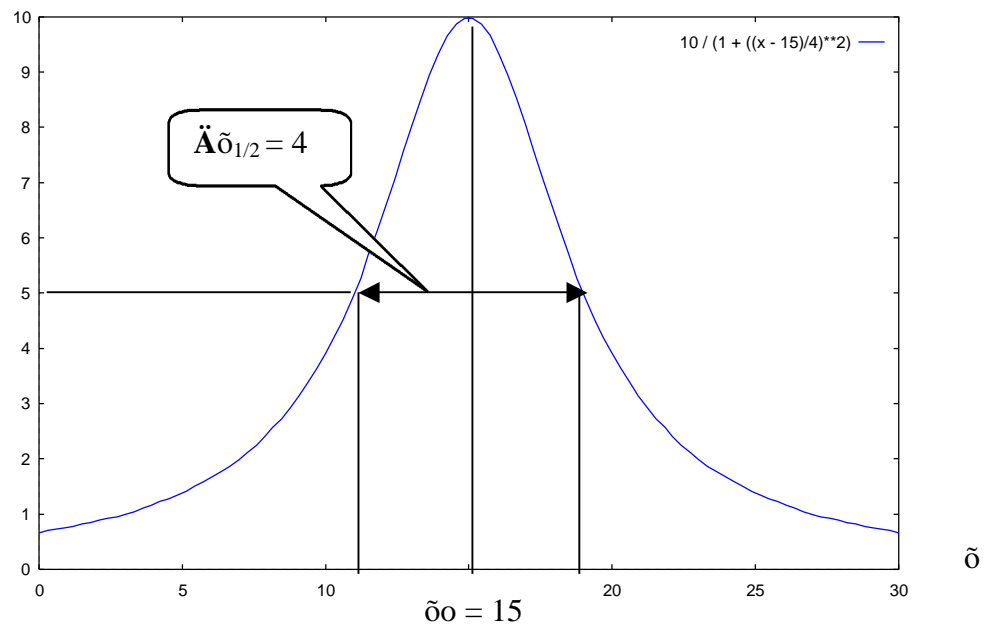


Figure 18 Profil de raie de type Lorentzien

L'aire de la Lorentzienne est donnée par intégration sur la fréquence :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} k(\nu) * d\nu = (\pi / 2) * \Delta\nu_{1/2} * k_0$$

Equation 21 Aire de la Lorentzienne

Dans l'absorption précédente, nous avons supposé les atomes du matériau immobiles alors que ceux-ci sont en réalité mobiles :

- La vitesse animant les atomes suit la **distribution des vitesses de Maxwell** qui est un **profil Gaussien**.
- Si bien que la distribution précédente s'élargit et devient Gaussienne. Il y a **élargissement Doppler de la raie**. La **largeur Doppler** à mi-hauteur est $\Delta\nu_D$.

Un profil de raie Gaussien possède la forme suivante :

$$k(\nu) = k'_0 * \exp[- 4 * ((\nu - \nu_0) / \Delta\nu_D)^2 * \log 2]$$

Equation 22 Profil de raie de type Lorentzien

Avec GNUplot et en tapant la commande suivante :

gnuplot> plot [x=0:30] 10 * exp(- 4 * ((x - 15)/10)**2 * log(2))

où arbitrairement, nous supposons :

- $k'_0 = k_0 = 10$
- $\nu_0 = 15$
- $\nu = x$

Les LASERS et leurs applications au domaine des télécommunications
 © 2002 - Jérôme PONS

- $\delta\nu_D = 5$

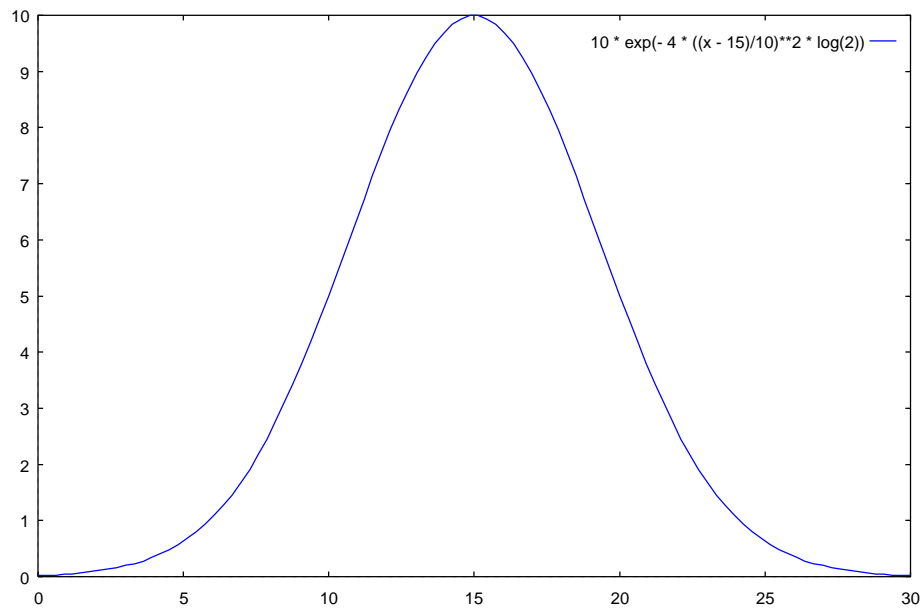


Figure 19 Profil de raie de type Gaussien

Comparons maintenant les deux profils pour voir l'élargissement Doppler. Pour cela, il suffit de taper la commande suivante :

gnuplot> plot [x=0:30] 10 * exp(- 4 * ((x - 15)/10)**2 * log(2)), 10 / (1 + ((x - 15)/4)**2)

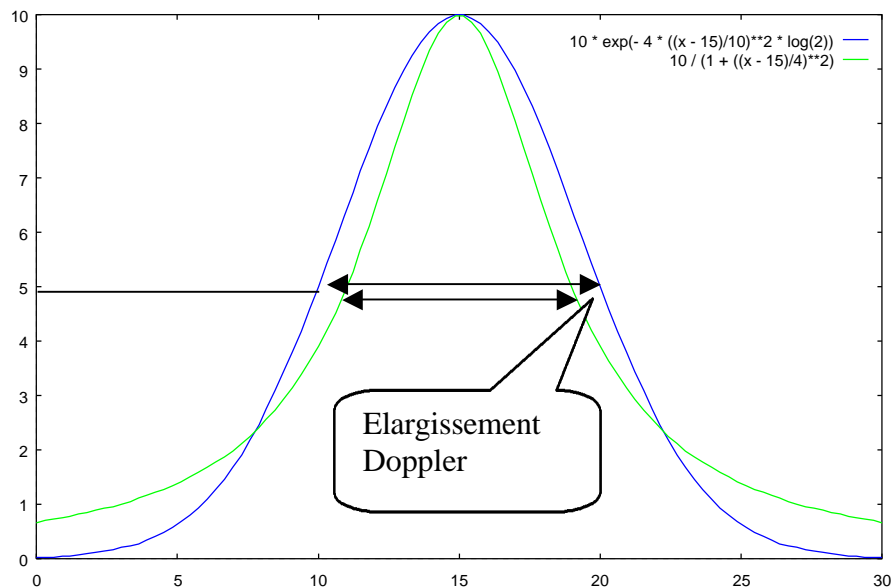


Figure 20 Elargissement Doppler d'un profil de raie

Dans le cas d'un matériau absorbant de type Néon, la longueur d'onde du faisceau LASER est de 6328 Angströms et les largeurs de raie sont :

- $\delta\nu_{1/2} \# 20$ MHz
- $\delta\nu_D \# 1500$ MHz

Les LASERS et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

Le **gain du milieu actif** constituant le LASER dépend également de la fréquence qui le traverse. La courbe du gain en fonction de la fréquence $g(\nu)$ est de type gaussienne, de largeur à mi-hauteur $\Delta\nu$.

- Dans le cas du verre, $\Delta\nu \approx 300$ GHz ;
- Dans le cas d'un cristal YAG (Yttrium Aluminium Grenat), $\Delta\nu \approx 20$ GHz..

Le paramètre $\Delta\nu$ est d'autant plus grand que le désordre du système cristallin (plus un tel système est désordonné, plus il possède de modes de vibration).

3.3.3. Différents types de pompages

Les interactions ont un rôle primordial dans l'obtention d'une inversion de population ($N_2 > N_1$). Selon les particules composant le milieu actif, le pompage nécessaire à cette inversion, ne sera pas le même :

- Fermions : électrons et **pompage électrique**
- Bosons : photons et **pompage optique**

3.3.4. Exemples de pompages optiques

3.3.4.1. LASER à 3 niveaux

En 1960, Maiman travaillait sur des LASERS à rubis dopé aux ions chrome Cr^{3+} . Les atomes du rubis dopé peuvent se trouver dans 3 états d'énergie E1 (état fondamental des dopants Cr^{3+}), E2 (état intermédiaire dans lequel l'atome ne reste qu'un instant très bref) et E3 (état excité).

Décharge à flash

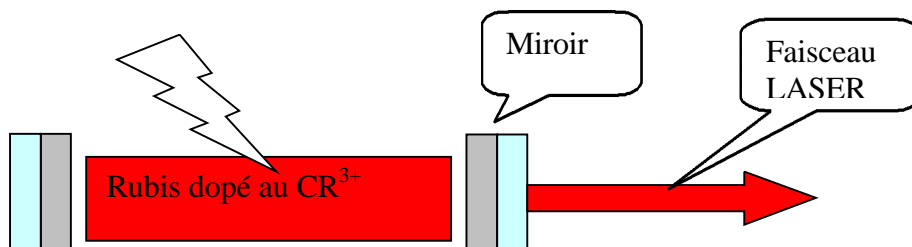


Figure 21 LASER à rubis de Maiman

Comme tout système à plusieurs états, une transition d'un état à un autre est associée à un phénomène physique :

- **Passage de E1 à E3** $>$ E1 par pompage optique (absorption des photons issus du flash) entre 0.35 et 0.6 μm . Le niveau E3 forme une bande d'absorption suffisamment large pour recevoir les photons issus du pompage optique ;
- **Passage de E3 à E2** $>$ E1 par relaxation des atomes excités vers un niveau d'énergie intermédiaire. Cette désexcitation est non-radiative (pas d'émission de photons mais transmission de l'énergie E3 – E2 aux **phonons**, particules vibratoires se propageant dans le cristal composé des atomes du rubis)
- **Passage de E2 à E1** par effet LASER. Les atomes de Cr^{3+} restent dans l'état intermédiaire d'énergie E2 pendant une durée de vie (du niveau) égale à $\Delta t_{\text{vie}} = 3$ ms puis passent à l'état fondamental en émettant des photons formant le faisceau LASER de longueur d'onde 0.6943 μm .

Les LASERS et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

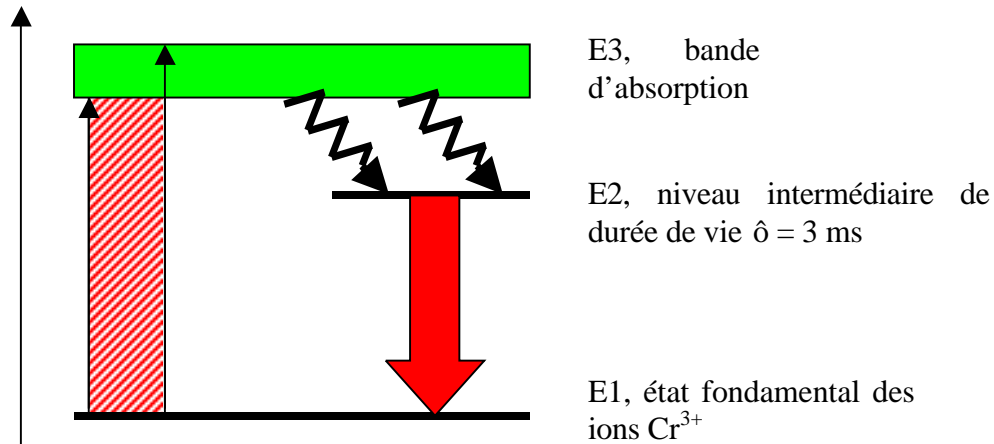


Figure 22 LASER à 3 niveaux d'énergie

L'inconvénient d'un tel LASER est d'utiliser le niveau d'énergie fondamental, ce qui a pour conséquence de faire fonctionner le LASER en **mode pulsé**. Toutefois, ce type de LASER a trouvé une application pour les communications optiques longue distance telles que celles utilisées pour former la « toile infrarouge Internet » avec un milieu actif dopé aux ions erbium Er^{3+} et une émission à la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$ et un pompage optique de $0.980 \mu\text{m}$. De tels LASERS permettent de réamplifier le signal au niveau des répéteurs placés tous les 100 km de fibres optiques. Aujourd'hui, le flash permettant le pompage optique, et l'inversion de population, est fourni par un LASER à semi-conducteur.

3.3.4.2. LASER à 4 niveaux

Dans ce type de LASER, un cristal YAG (Yttrium Aluminium Grenat) est dopé avec des ions Néodyme Nd^{3+} . Ce LASER est connu pour son caractère dangereux pour la vue : en effet, il émet dans le domaine de l'infrarouge qui est absorbé et détériore l'œil sans que ce dernier ne s'en rende compte.

Dans ce LASER à 4 états, les transitions sont les suivantes :

- **Passage de E1 à E4** > E1 par pompage optique
- **Passage de E4 à E3** < E3 par relaxation des atomes excités
- **Passage de E3 à E2** < E3 par effet LASER à la longueur d'onde $1.06 \mu\text{m}$.
- **Passage de E2 à E1** < E2 par relaxation des atomes excités vers l'état fondamental du Nd^{3+}

Notons que comme l'écart énergétique entre les niveaux E1 et E2 est très grand devant le produit $k * T$ (Constante de Boltzmann * Température) si bien que le nombre d'atomes occupant le niveau 2 est quasi nul d'après la distribution de Boltzmann et l'inversion de population entre les niveaux E2 et E3 s'en trouve plus aisée.

Les LASERS et leurs applications au domaine des télécommunications
 © 2002 - Jérôme PONS

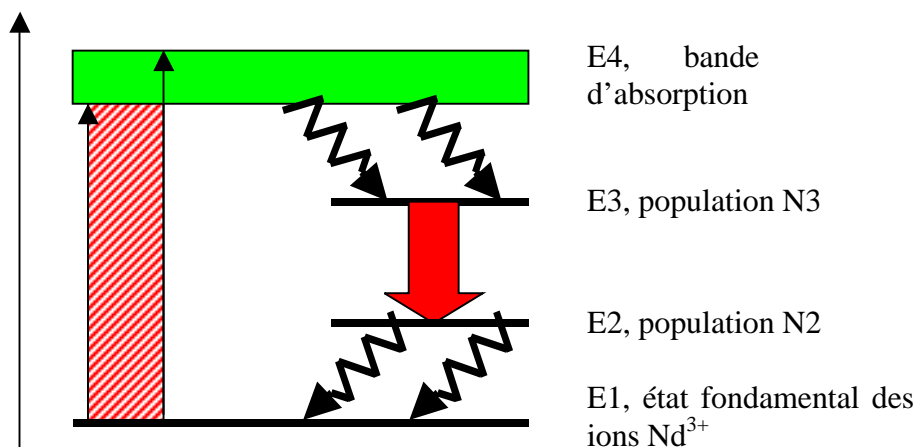


Figure 23 LASER à 4 niveaux d'énergie

3.3.4.3. LASER à colorant à 4 niveaux

Les LASERS à colorant de type Rhodamine R6G possèdent une bande d'absorption E2 beaucoup plus large que les LASERS à 4 niveaux précédents. La bande de fluorescence étant plus large, ce LASER émet dans une gamme de longueurs d'onde dans le domaine du visible. Ce LASER est accordable et il est possible de sélectionner une longueur d'onde particulière à l'aide d'un réseau à prisme. Il est utilisé en photothérapie du cancer à la longueur d'onde de 6300 Angströms.

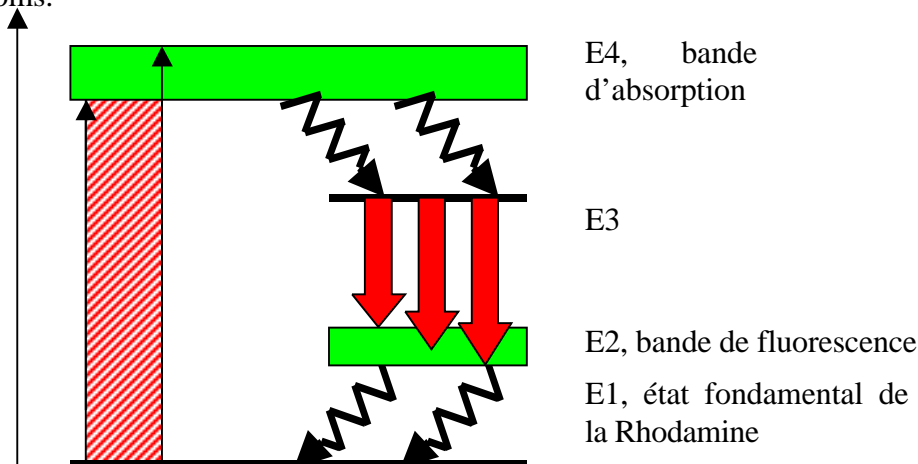


Figure 24 LASER à colorant à 4 niveaux d'énergie

3.3.4.4. LASER à 5 niveaux

Dans ce type de LASERS, trois niveaux d'énergie sont utilisés pour le pompage optique et deux niveaux le sont pour l'effet LASER (oscillation). De tels LASERS utilisent les ions Nd^{3+} et sont également appelés LASER à « up conversion ». Le pompage optique se fait par absorption de deux photons successifs, d'où l'introduction du 5^{ème} niveau d'énergie car l'énergie des photons de pompage $h \cdot \nu$ (pompage – rouge) est inférieure à l'énergie des photons du faisceau LASER $h \cdot \nu$ (LASER – bleu). Physiquement, en éclairant des ions Nd^{3+} à l'aide d'un faisceau de pompage rouge, un faisceau bleu est obtenu en sortie du LASER. Notons que le pompage optique est réalisé à l'aide d'un autre LASER.

Les LASERs et leurs applications au domaine des télécommunications
 © 2002 - Jérôme PONS

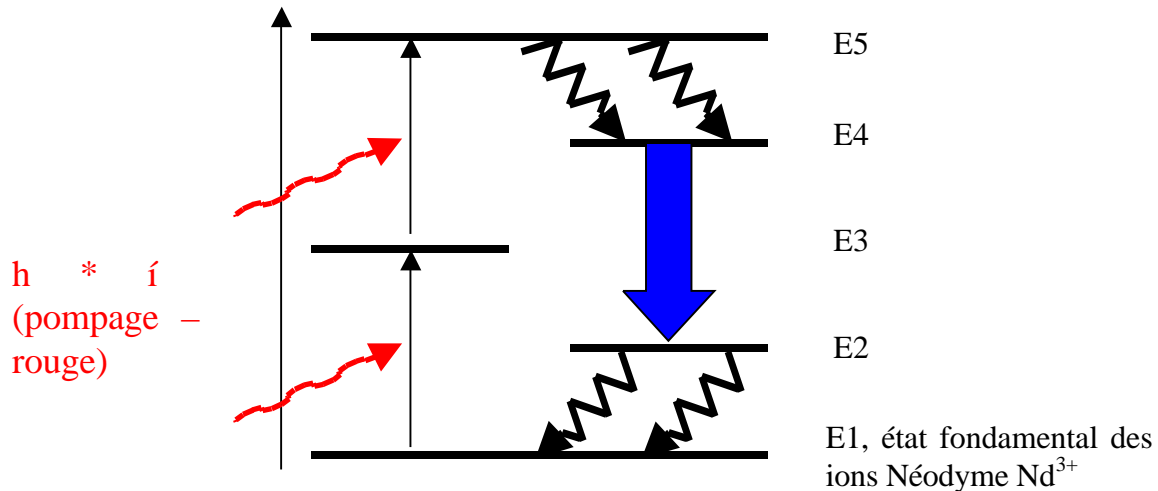


Figure 25 LASER à 5 niveaux

3.3.5. Exemples de pompages électriques

Le pompage électrique consiste à bombarder les atomes du milieu actif du LASER par des électrons. Plusieurs LASERs utilisent un tel type de pompage :

- Système He-Ne
- Système Ar^{+*} (« * » signifie « à l'état excité »)
- LASER moléculaire à CO_2 (dioxyde de carbone)

Dans le cas des systèmes He-Ne étudiés par Javan en 1960, des atomes d'Hélium He et de Néon Ne sont placés dans une enceinte fermée (capsule de verre) comportant une anode A et une cathode K à chaque extrémité. Une différence de potentiels (d.d.p.) étant appliquée entre l'anode et la cathode, des électrons circulent dans l'enceinte et bombardent les atomes He et Ne. En effet, un champ électrique \mathbf{E} s'établit de l'anode vers la cathode si le potentiel positif est relié à l'anode et si le potentiel négatif est relié à la cathode. La force électrique coulombienne due à la charge négative de l'électron entraîne alors ce dernier dans le sens opposé ($\mathbf{F} = \text{charge} \cdot \mathbf{E} = -e \cdot \mathbf{E}$ avec e , la charge élémentaire $1.6 \cdot 10^{-19}$ Coulombs). Lors des collisions électron-atome, l'énergie cinétique des électrons (obtenue par accélération entre la cathode et l'anode) :

- Collision directe : $\text{Ne} + \text{électron} \rightarrow \text{Ne}^*$
- Collision indirecte : $\text{He} + \text{électron} \rightarrow \text{He}^m \rightarrow \text{Ne}^*$ (« m » signifie « à l'état métastable »)

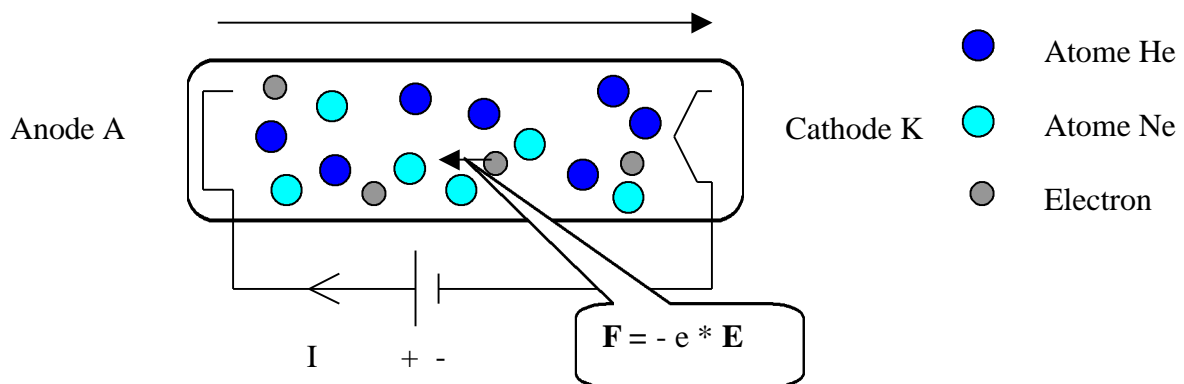


Figure 26 Système He-Ne de Javan (1960)

Les LASERS et leurs applications au domaine des télécommunications
 © 2002 - Jérôme PONS

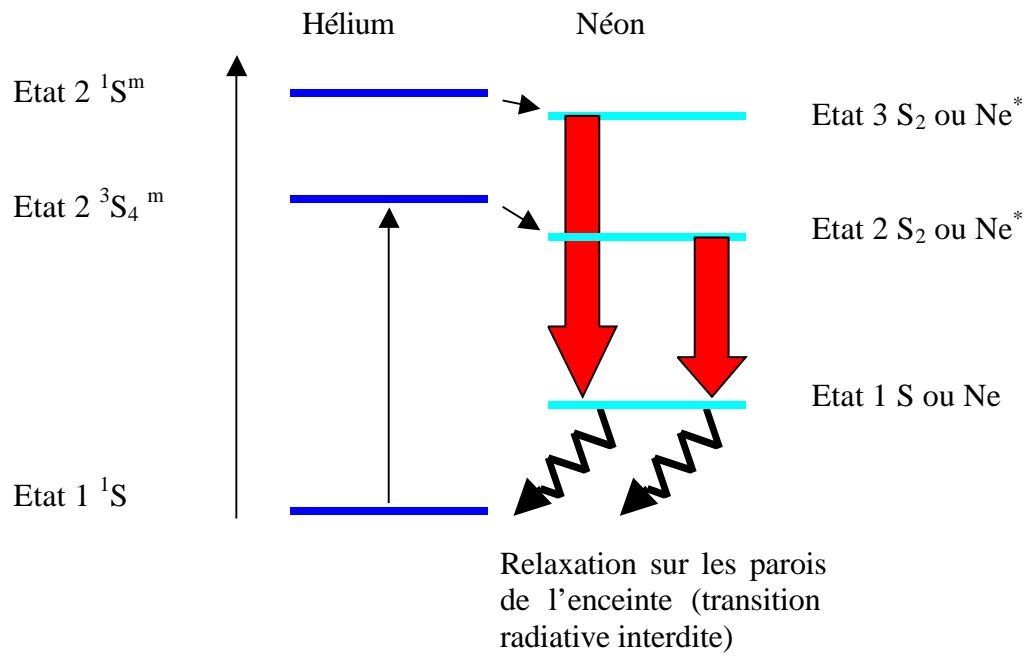


Figure 27 Système He-Ne

4. LASERs à semi-conducteur (SC)

4.1. Etude du milieu actif des LASERs à SC

4.1.1. SC à gap direct et indirect

Elaborés en 1962 en régime pulsé puis en régime continu, les LASERs à SC fonctionnent dans toutes les gammes de longueur d'onde allant de 0.4 à 30 μm et sont utilisés comme LASERs de pompe (pompage optique) ou de lecture.

Les SC sont caractérisés par les états énergétiques des électrons les composants. En effet, les électrons peuvent occuper l'une ou l'autre des bandes d'énergie suivantes :

- La bande de valence (BV) pleine à la température de 0 K
- La bande de conduction (BC) vide à la température de 0 K

Entre les deux, se trouve la bande interdite (BI ou **gap**) au milieu de laquelle se trouve le niveau énergétique de Fermi E_f .

Lorsque le SC se trouve à l'équilibre thermodynamique, la répartition des électrons du solide dans les bandes d'énergie est décrite par la statistique de Fermi-Dirac. A l'équilibre thermodynamique, la probabilité de trouver un électron d'énergie vaut :

$$f(E) = 1 / (1 + \exp(\text{Beta} * (E - E_f)))$$

Equation 23 répartition énergétique des électrons d'un SC

Avec :

- $\text{Beta} = 1 / (k * T)$
- $k * T$ = l'énergie thermique
- E_f = le niveau de Fermi tel que $f(E_f) = 1/2$

Dans le cas d'un **SC intrinsèque** (pur c'est-à-dire non dopé), les électrons sont liés donc lorsque la température diminue, le nombre d'électrons passant de la BV à la BC diminue ainsi que la **conductivité** du matériau. Si bien que la **résistivité** du SC augmente. A température ambiante (290 K), la résistivité du SC est comprise entre 10^{-2} et 10^9 Ohm.cm.

Le schéma des bandes de valence et de conduction est le suivant :

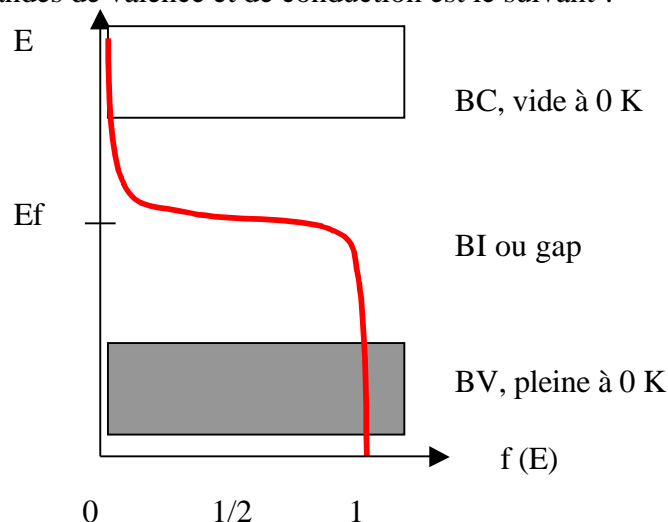


Figure 28 Bandes de valence et de conduction d'un SC

Les LASERS et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

Le **principe d'exclusion de Pauli** interdit à la fonction $f(E)$ de prendre toute valeur supérieure à 1. Pour une température T non nulle, la conductivité intrinsèque du SC augmente et la bande de conduction commence à se remplir. Cette transition de l'électron de la BV vers la BC peut se faire par absorption d'un photon. Pour que cette transition ait lieu, il faut qu'il y ait conservation de l'énergie E et du vecteur d'onde k . Deux cas sont à considérer :

- **SC à gap direct** : seule l'énergie varie, pas le vecteur d'onde (valable pour les alliages de type III-V avec les éléments des colonnes III et V du tableau périodique des éléments de Mendeleïev : GaAs, $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ et InP).
- **SC à gap indirect** : l'énergie et le vecteur d'onde varient (valable pour les éléments de la colonne IV du tableau périodique des éléments : Si et Ge).

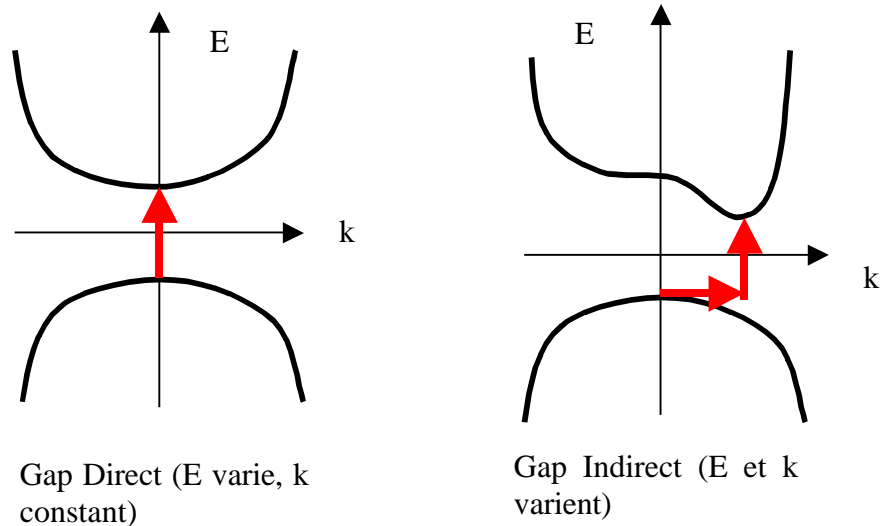


Figure 29 Gap direct et gap indirect d'un SC

Si la longueur d'onde du photon autorisant la transition électronique est de 10000 Angströms alors le **vecteur d'onde du photon** est égal à $2 * \pi / 10000$ Angströms. De plus, dans le cas d'une transition indirecte (gap indirect), le **vecteur d'onde du phonon** est égal à $2 * \pi / 5$ Angströms, ce qui est très supérieur au vecteur d'onde du photon. Nous en déduisons que le phonon absorbe toute l'énergie dans le cas d'un gap indirect et que l'effet LASER n'a pas lieu.

Bilan :

Les LASERS à SC ne sont pas conçus à partir de Si ou Ge (gap direct) mais à partir d'alliage de type III-V ou II-VI (gap indirect).

4.1.2. Dopage des SC à gap direct

Le dopage des SC à gap indirect permet de réduire ou augmenter la **résistivité Rho** du milieu et de modifier le **niveau de Fermi**. La concentration en atomes « dopants » est de l'ordre de 10^8 atomes / cm^3 et la longueur d'onde d'émission LASER correspond aux domaines :

- Du visible et de l'infrarouge pour les SC de la famille III-V
- Du bleu à l'Ultraviolet pour les SC de la famille II-VI

Extrait du tableau de Mendeleïev				
II	III	IV	V	VI
	Al	Si	P	
Zn	Ga	Ge	As	Se
Cd	In	Sn	Sb	Te
	Tl	Pb	Bi	
Accepteurs d'électrons (dopants de type p)			Donneurs d'électrons (dopants de type n)	

Table 1 Extrait du tableau de Mendeleïev

Dans le cas d'un SC fortement dopé, le niveau de Fermi se décale :

- Dans la BC (E_f augmente) pour un dopage de type n ;
- Dans la BV (E_f diminue) pour un dopage de type p.

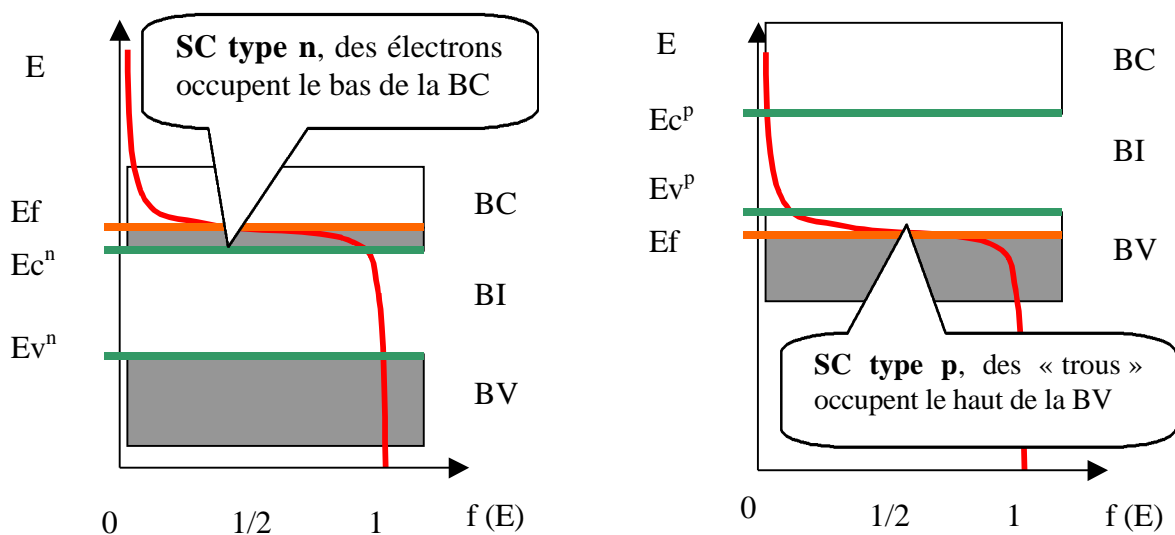


Figure 30 Bandes d'énergie d'un SC dopé de type n ou p

4.1.3. Jonction p-n pour GaAs fortement dopé et effet LASER

Étudions l'interface entre deux SC fortement dopés de type n et p : une telle structure s'appelle jonction p-n (et se retrouve dans les **diodes** en électronique). Le SC considéré est le GaAs (famille III-V). A l'**équilibre**, les niveaux d'énergie ne sont pas excités et les niveaux de Fermi des deux SC s'alignent.

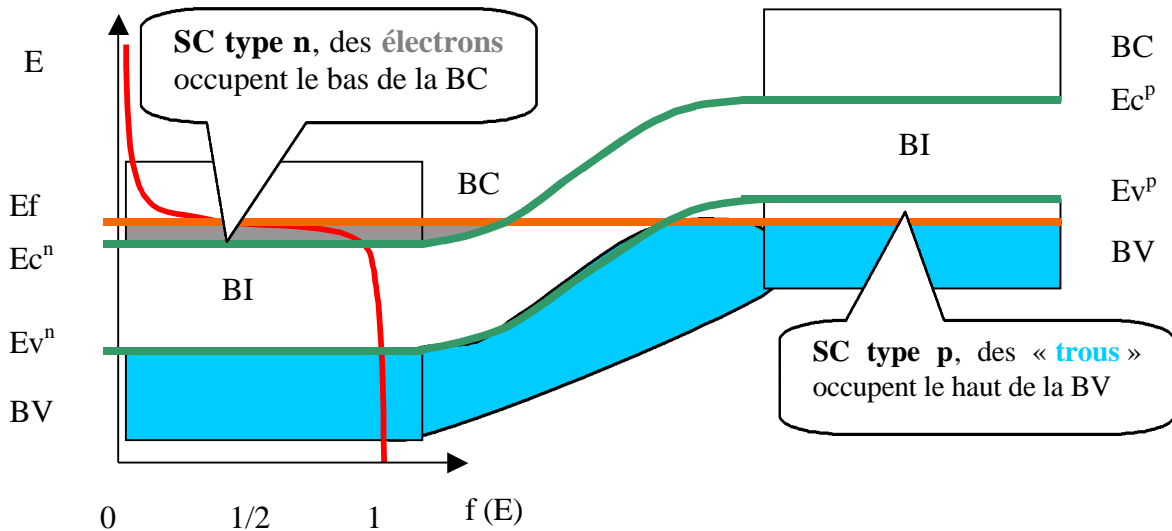


Figure 31 Jonction p-n à l'équilibre (pas de courant, $I = 0$)

Pour placer cette jonction **hors équilibre**, il suffit d'appliquer un potentiel positif au SC de type p et un potentiel négatif au SC de type n (polarisation directe). La d.d.p. en résultant crée un champ magnétique \mathbf{E} (orienté dans le sens des potentiels décroissants) qui décale les niveaux de Fermi (qui deviennent des « quasi niveaux de Fermi »). Si bien que les électrons du SC de type n sont attirés vers les trous du SC de type p avec lesquels ils se recombinent. Le flux d'électrons se caractérise par un courant I non nul dans le sens inverse. Notons que les électrons ont été injectés dans la zone de type n par la pile à l'origine de la d.d.p.. Si les potentiels sont appliqués aux autres extrémités de la jonction p-n (polarisation inverse), il ne se passe rien (à part un décalage des niveaux de Fermi). Une jonction p-n ne laisse donc passer le courant électrique que dans un sens et c'est la raison pour laquelle elles sont utilisées dans les diodes utilisées en électronique.

Seulement la jonction p-n considérée est établie à l'aide de GaAs et la recombinaison électron-trou correspond à une désexcitation des électrons du niveau E2 vers le niveau E1. cette désexcitation s'accompagne de l'émission d'un photon de longueur d'onde $0.86 \mu\text{m}$: il y a **effet LASER**.

Les LASERS et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

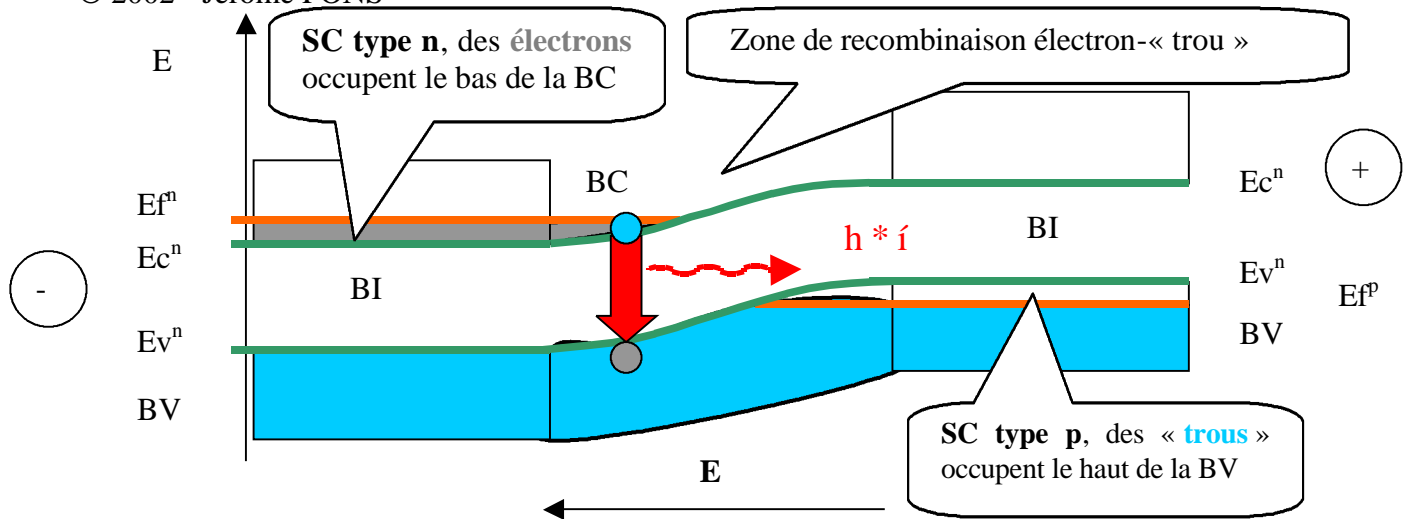


Figure 32 Jonction p-n hors équilibre (courant I non nul et déplacement d'électrons)

Bilan :

- Les **électrons et les trous diffusent dans la jonction p-n** et le niveau de Fermi se dédouble en deux « quasi niveaux » Ef^p et Ef^n . Le système est alors **hors équilibre** (Shockley).
- Un gain lumineux (effet LASER) est possible à l'interface de la jonction où coexistent les électrons et les « trous » (absence d'électron) : il y a **inversion de population**.
- Le gain du SC a été obtenu par **polarisation**, c'est-à-dire par **injection directe** d'électrons dans la BC.
- Il existe une autre méthode d'obtention de gain dans un SC : le pompage optique mais cette solution n'est pas utilisée.

4.1.4. Oscillation dans une cavité SC composé de GaAs

Considérons la jonction p-n précédente hors équilibre, formant une **diode LASER**. Les semi-conducteurs de type n et p sont à base de GaAs d'indice de réfraction $n = 3.5$. Etant placé dans l'air, d'indice de réfraction $n = 1$, les miroirs sont inutiles car le faisceau LASER émis par le milieu actif (zone de recombinaison électron-« trou ») est réfléchi par les parois du cristal de SC de par les différences d'indice (voir les lois optiques de la réflexion de Snell - Descartes).

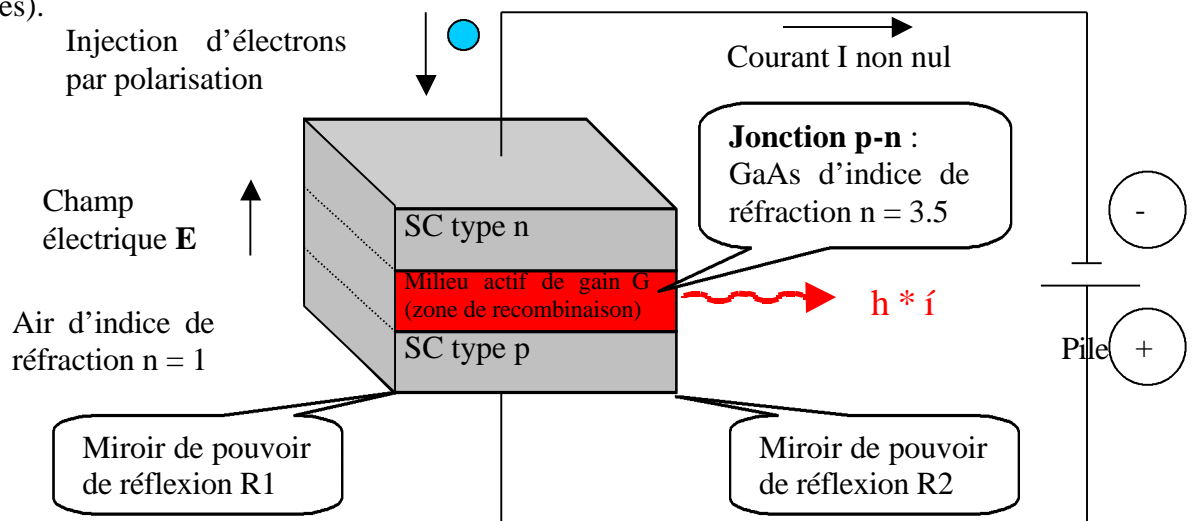


Figure 33 Diode LASER à base de SC

Les LASERs et leurs applications au domaine des télécommunications
 © 2002 - Jérôme PONS

Les parois réfléchissantes du SC permettent l'oscillation. La condition d'oscillation est $G * R = 1$ avec $R = ((n - 1)/(n + 1))^2 = 0.3$ donc le gain est de l'ordre de 3. Le courant de polarisation minimum pour obtenir une oscillation est de l'ordre de **50000 Ampères par cm²** de milieu actif du SC dans le cas d'une jonction p-n simple. Ce courant est phénoménal et c'est la raison pour laquelle en 1963, les premiers LASERs à SC fonctionnaient en **régime pulsé**.

4.2. LASERs à hétéro-jonctions doubles (DHS)

Pour alimenter les LASERs en régime continu, il est nécessaire d'abaisser le seuil de courant minimum de fonctionnement. Pour cela, il existe plusieurs techniques :

- Le confinement du déplacement des électrons dans la zone utile du milieu actif
- Le confinement des photons dans cette zone utile
- Le guidage optique du faisceau utile

Pour appliquer ces 3 techniques, il faut agir sur la **conductivité** des différents matériaux (SC) utilisés ainsi que sur leur dopage (type n ou p). De plus, des indices de réfraction différents confinent les photons comme dans une **fibre optique**. La solution matérielle est une **hétéro-jonction double (DHS)** à base de SC dont les **gaps** (écart énergétique entre le bas de la bande de conduction BC et le haut de la bande de valence BV) sont différents. Ces SC sont donc de nature différente et ne possèdent pas les mêmes indices de réfraction.

Un exemple de DHS est le LASER à SC basé sur le GaAlAs fonctionnant à la longueur d'onde de 1.85 µm. Ce composé ternaire (3 atomes) est composé à partir de GaAs (maille entre atomes de 5.65 Angströms et gap $E_{g1} = 1.43$ **électronVolts**) et AlAs (maille de 5.66 Angströms et gap $E_{g2} = 2.16$ eV) car ces deux composés possèdent quasiment le même **paramètre de maille**. Il est possible de faire varier l'indice de réfraction car le gap est compris entre 1.43 et 2.16 eV, sachant que **le gap est inversement proportionnel à l'indice de réfraction**.

GaAs Type n	Al _x Ga _{1-x} As Type n	GaAs Intrinsèque (pur)	Al _x Ga _{1-x} As Type p	GaAs Type p
SC dopé de type n n = 3.1	Milieu Actif n = 3.5			SC dopé de type p n = 3.1

Figure 34 DHS à base de SC basé sur GaAlAs

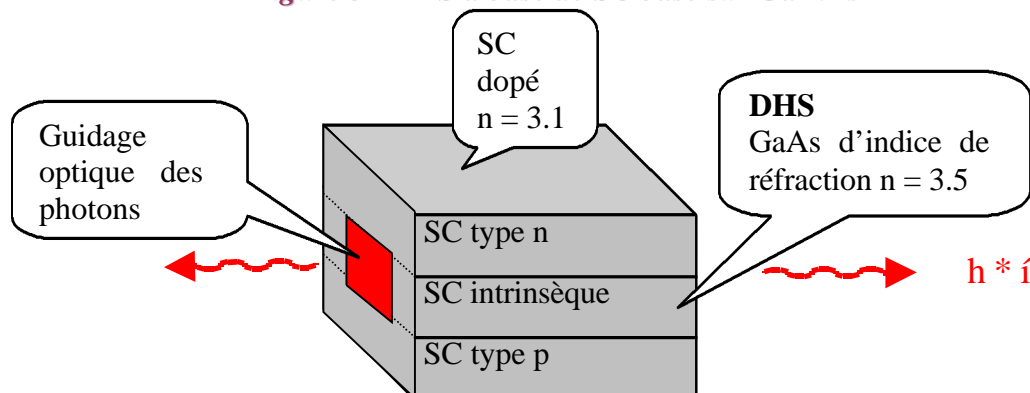


Figure 35 Confinement du milieu actif et guidage des photons dans une DHS

Les LASERS et leurs applications au domaine des télécommunications
 © 2002 - Jérôme PONS

Bilan :

- La structure DHS assure un confinement géométrique des porteurs (électrons et « trous ») dans la couche de semi-conducteur intrinsèque dont l'épaisseur passe de 1 à 2 μm (jonction p-n classique) à 0.3 μm
- Les différents indices de réfraction obtenus entre un SC à base de InP ($n = 3.22$) et un alliage InGaAsP ($n = 3.2$) assurent le guidage optique des photons (et donc du faisceau LASER) ainsi qu'une faible absorption.
- Avec les DHS, le courant requis est passé de 50000 Ampères / cm^2 (en 1962) à **moins de 1000 A / cm^2** aujourd'hui si bien que les LASERS à SC peuvent être alimentés avec un courant élevé mais continu (**régime continu**).

4.3. Etude des propriétés des LASERS à SC

4.3.1. LASERS à SC étudiés

Etudions un LASER solide à base de SC (InGaAsP) ainsi qu'un **LASER à émission de surface (VCSEL)** composé de AlGaAs). Un LASER à SC, observé au microscope possède l'allure suivante :

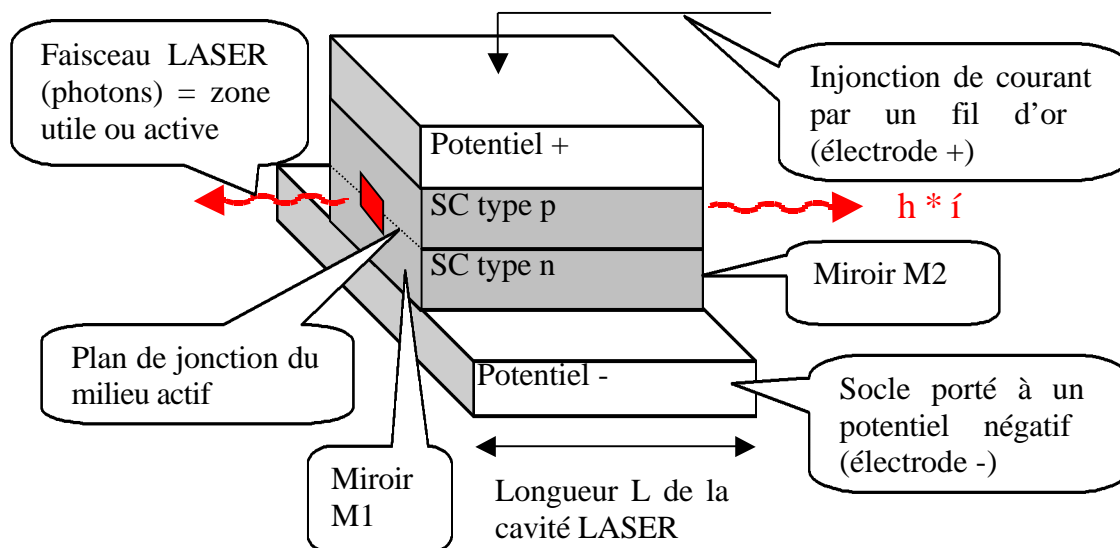


Figure 36 LASER à SC (diode LASER) observé au microscope

Le SC ci-dessus est encapsulé dans une enceinte sous ultra-vide et constitue une **diode LASER**. L'indice de réfraction du SC utilisé est $n = 3.5$ d'où le pouvoir de réflexion des miroirs M1 et M2 (constituant les interfaces entre le SC et l'ultra-vide qui l'entoure) $R = ((n - 1)/(n + 1))^2 \approx 0.3$ et le gain seuil d'une telle cavité $G = 1 / R \approx 3$ (d'après la condition de seuil d'oscillation). La longueur de la zone active est $L = 367 \mu\text{m}$.

Notons que dans le cas d'un LASER à gaz de type He-Ne fonctionnant dans l'infrarouge à la longueur d'onde de $3.39 \mu\text{m}$ et dont la cavité possède une longueur $L = 40 \text{ cm}$, le gain seuil est $G \approx 1.5$. Si bien que le rapport encombrement / gain d'un LASER à SC est très faible, d'autant plus que le prix d'une diode LASER est d'environ 15 €. C'est la raison pour laquelle les LASERS à SC sont aujourd'hui largement employés dans les lecteurs d'étiquettes, les lecteurs de disque compact (CD) et dans les stylos-pointeur par exemple.

Les LASERS et leurs applications au domaine des télécommunications
 © 2002 - Jérôme PONS

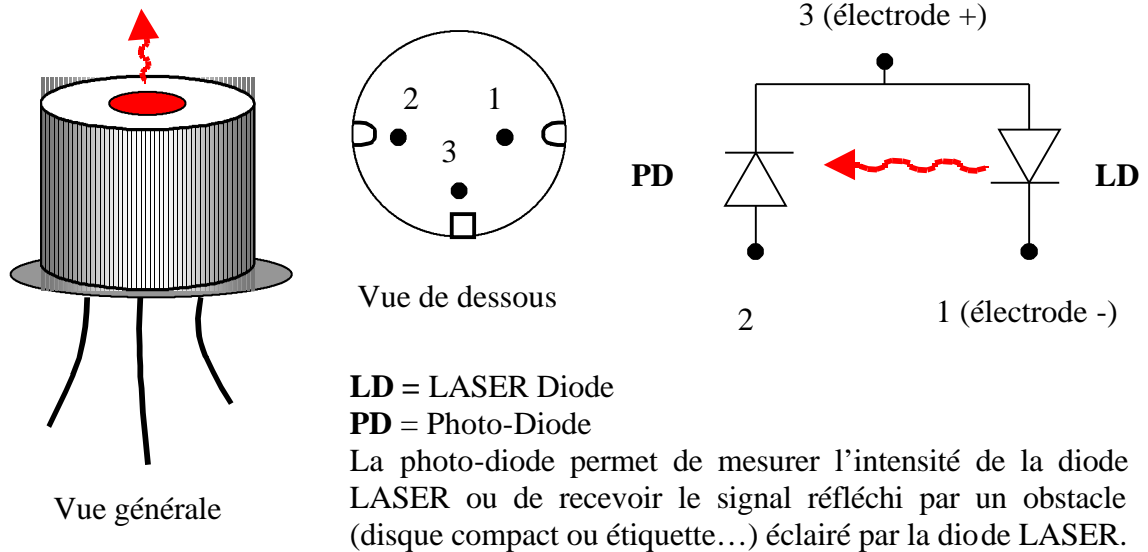


Figure 37 Descriptif d'une diode LASER

Le **bloc LASER** de cette étude comprend quatre éléments essentiels reliés par des contacts isolés par un corps gras spécial :

- La **diode LASER**.
- Le **système de refroidissement** par **effet Peltier** : composé d'une succession de jonctions p-n et donc de SC, celui-ci comporte deux fils également.
- La **sonde thermique** à base de SC également (2 fils)
- Le **radiateur** : pour évacuer la chaleur dégagée par la diode LASER

Ces quatre éléments sont reliés à un **bloc de régulation** permettant de faire varier :

- La température de régulation T
- Le courant i injecté dans la photo-diode

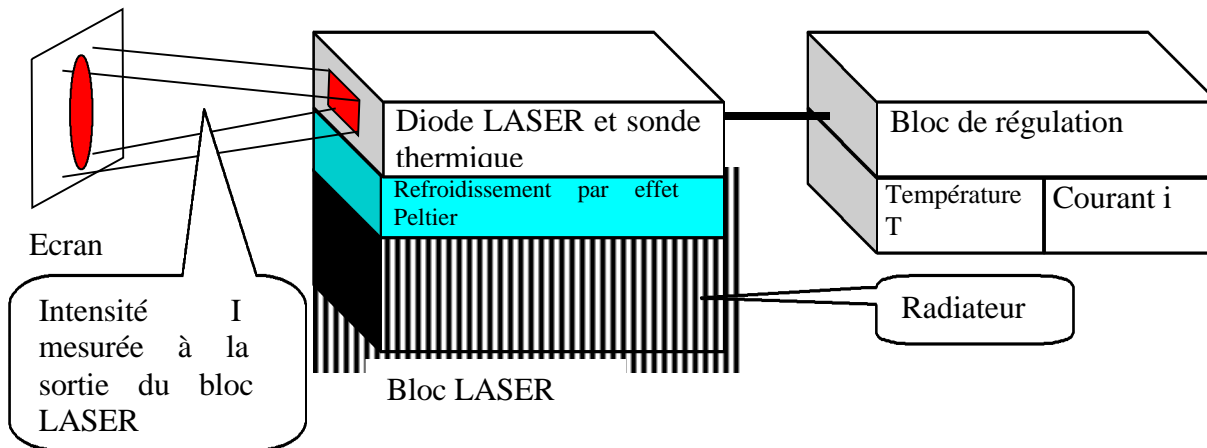


Figure 38 Dispositif expérimental de l'étude

4.3.2. Gain d'un LASER à SC

Nous avons vu que le gain linéique $g(\nu)$ d'un LASER dépendait de la fréquence ν . Le gain dépend également de la longueur L de la cavité LASER. Notons $G(\nu, L)$ ce nouveau gain, qui s'exprime en fonction du précédent de la manière suivante :

$$G = G(\nu, L) = \exp(g(\nu) * L)$$

Equation 24 Gain d'un LASER

Au seuil d'oscillation, $G * R = 1$ donc $\exp(g_{\text{seuil}} * L) * R = 1$ c'est-à-dire que le gain linéique possède l'expression suivante au seuil d'oscillation :

$$g_{\text{seuil}} = - (1 / L) * \ln R$$

Equation 25 Gain linéique du LASER au seuil d'oscillation

Au seuil d'oscillation, le gain linéique est égal aux pertes (par réflexion) par unité de longueur de la cavité LASER. Pour $R = 30 \%$, $n = 3.5$ et $L \approx 300 \mu\text{m}$ alors $g_{\text{seuil}} \approx 40 \text{ cm}^{-1}$ ce qui correspond à $G_{\text{seuil}} \approx 3$.

Par injection d'un courant i dans le SC et pour une excitation des modes d'oscillation (le seuil d'oscillation est dépassé), alors nous observons :

- Un gain linéique non saturé g_0
- Un gain linéique au seuil $g_{\text{seuil}} > g_0$
- Un gain linéique saturé g_s

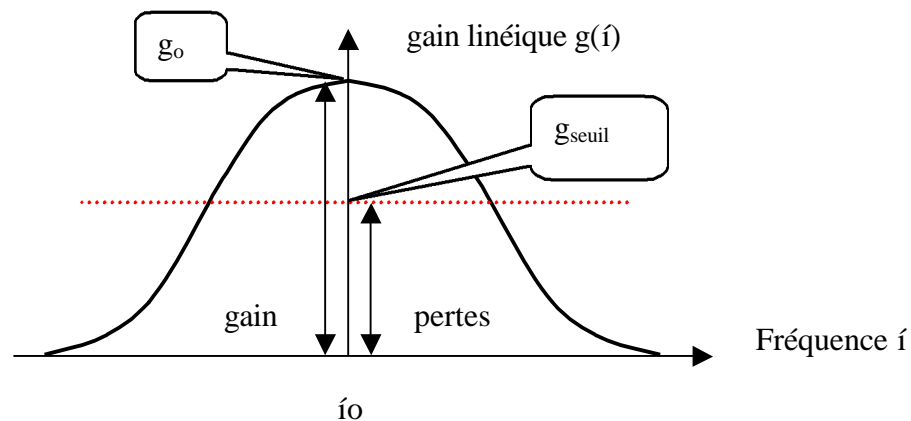


Figure 39 Gain linéique $g(\nu)$ d'un LASER et gain seuil g_{seuil}

En **régime non-stationnaire**, le gain g_0 est supérieur au seuil g_{seuil} . Le seuil d'oscillation est dépassé et l'intensité du LASER, sans cesse amplifiée, diverge.

Le système fonctionne en **régime stationnaire** si après un aller-retour dans la cavité LASER (le milieu actif est traversé deux fois et est réfléchi par les deux miroirs M1 et M2) le système se retrouve dans le même état et possède la même intensité de sortie I du LASER (mesurée avec un photo-détecteur placé à la place de l'écran). Pour atteindre ce régime, il est nécessaire de saturer le gain g_s au niveau des pertes (correspondant au gain seuil g_{seuil}) en réutilisant le gain en excès (sous forme d'intensité de sortie) :

$$g_s = g_o / (1 + I / I_s)$$

Equation 26 Gain linéique saturé (au niveau des pertes)

Avec :

- I , l'intensité mesurée en sortie du LASER
- I_s , l'intensité de saturation du gain linéique telle que lorsque $I = I_s$ alors $g_s = g_o / 2$
- $g_s = g_{seuil}$ (saturation du gain au niveau des pertes)

Nous en déduisons donc :

$$I = I_s * (g_o / g_{seuil} - 1)$$

$$I = I_s * ((g_o - g_{seuil}) / g_{seuil})$$

$$I = I_s * ((g_o + (1 / L) * \ln R) / (- (1 / L) * \ln R))$$

$$I = I_s * ((g_o - \text{pertes}) / \text{pertes}) \text{ avec } \text{pertes} = g_{seuil} = - (1 / L) * \ln R$$

Equation 27 Intensité de sortie du bloc LASER

4.3.3. Puissance de sortie

La puissance de sortie P_s du bloc LASER est proportionnelle à l'intensité de sortie I tout comme le gain linéique g_o est proportionnel au courant i injecté dans la diode LASER. Au cours de cette étude, nous avons mesuré la puissance de sortie P_s en fonction du courant d'injection i (et donc du gain linéique g_o) pour différentes températures de régulation T . Pour cela, et le faisceau LASER étant suffisamment large, le photo-détecteur est plaqué directement à la sortie de la diode LASER.

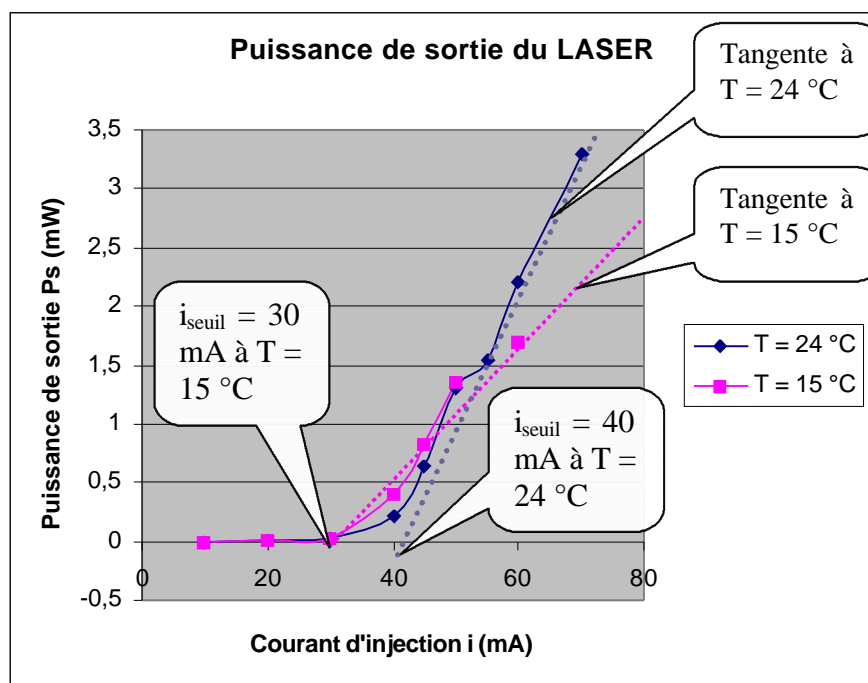


Figure 40 Puissance de sortie du LASER en fonction du courant d'injection et de la température de régulation

Les LASERS et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

Le courant d'injection de seuil i_{seuil} est déterminé grâce à la tangente de la courbe $P_s(i)$ et celui-ci décroît lorsque la température de régulation T augmente. Le constructeur de la diode LASER donne un courant de seuil dans l'intervalle 40 à 60 mA et ne fournit la courbe $P_s(i)$ que jusqu'à 60 mA car au-delà, des modes d'oscillation transverses sont excités (en plus des modes longitudinaux de la cavité LASER de longueur L) et des « accidents » de courbe apparaissent. Pour utiliser de faibles courants de seuil, la diode LASER doit être utilisée à basse température, d'où l'intérêt du système de refroidissement par effet Peltier.

L'**efficacité quantique différentielle** (EQD) est définie comme le rapport de la variation de puissance de sortie / variation de courant d'injection pour $i > i_{\text{seuil}}$ ce qui correspond à la pente de la tangente. Dans notre étude :

- EQD ($T = 15^\circ\text{C}$) = 5.6 %
- EQD ($T = 24^\circ\text{C}$) = 11.0 %

Généralement, les constructeurs de diodes LASER, peu scrupuleux, préfèrent fournir l'efficacité quantique différentielle plutôt que le **rendement lumineux** qui est inférieur. Comme toute diode, la diode LASER possède une tension de seuil V_d au-dessus de laquelle la diode est « passante » et en dessous de laquelle la diode est « bloquée ». La caractéristique de la diode possède l'allure suivante :

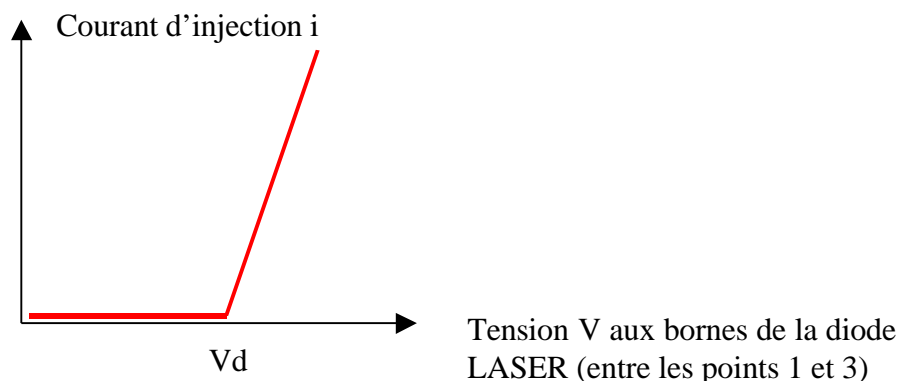


Figure 41 Caractéristique d'une diode (LASER)

D'après le constructeur, la tension seuil V_d est de 2 Volts. Le rendement lumineux s'en déduit :

$$\text{Rendement Lumineux} = P_{s_{\text{max}}} / P_c = P_{s_{\text{max}}} / (V_d * i_{\text{seuil}})$$

Equation 28 Rendement Lumineux de la diode LASER

Avec :

- P_c , la puissance consommée par la diode, c'est-à-dire le produit $V_d * i_{\text{seuil}}$
- $P_{s_{\text{max}}}$, la puissance maximale d'émission de la diode LASER, mesurée à 70 mW

Dans notre étude :

- Rendement Lumineux ($T = 15^\circ\text{C}$) = 1.0 %
- Rendement Lumineux ($T = 24^\circ\text{C}$) = 2.4 %

Le rendement d'un LASER à SC est faible mais supérieur à un LASER à gaz de type Argon qui n'est que d'environ 0.01 % à cause du système de refroidissement qui consomme énormément d'énergie.

Les LASERs et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

Bilan :

- Lorsque le courant d'injection de seuil i_{seuil} augmente,
- L'efficacité quantique différentielle (EQD) augmente,
- Le rendement lumineux augmente,
- L'inversion de population augmente,
- La température de régulation T augmente

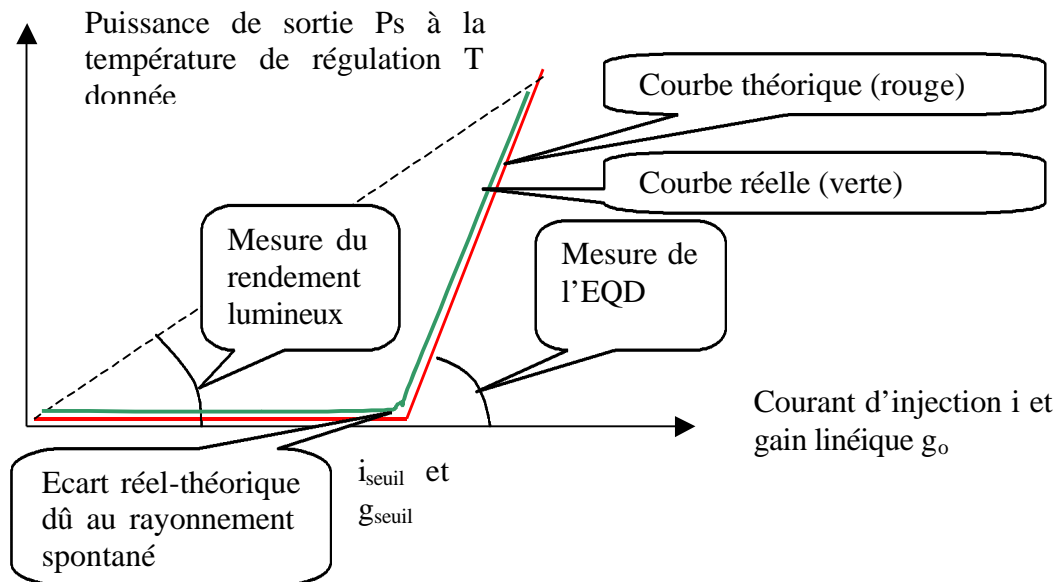


Figure 42 Synthèse sur la courbe $P_s(i)$

- Pour les LASERs à gaz, il y a également saturation du gain sur les pertes.
- Pour un courant d'injection inférieur au courant de seuil, le rayonnement spontané n'est plus négligeable.
- Pour utiliser de faibles courants de seuil, la diode LASER doit fonctionner à basse température.

4.3.4. Diagramme de rayonnement

La zone utile ou active du SC possède une largeur de :

- $2 * W_{\text{perp}}$, perpendiculairement au plan de la jonction
- $2 * W_{\text{para}}$, parallèlement au plan de la jonction

Ces deux largeurs se déduisent des divergences perpendiculaire $\text{Teta}_{\text{perp}}$ et parallèle $\text{Teta}_{\text{para}}$ du faisceau LASER, dont la longueur d'onde est de $0.67 \mu\text{m}$. Ces largeurs ou « waists » (d'où le « W » dans leurs expressions) sont de l'ordre du micromètre :

- $2 * W_{\text{perp}} = 2 * \text{Lambda} / (2 * \text{Teta}_{\text{perp}})$
- $2 * W_{\text{para}} = 2 * \text{Lambda} / (2 * \text{Teta}_{\text{para}})$

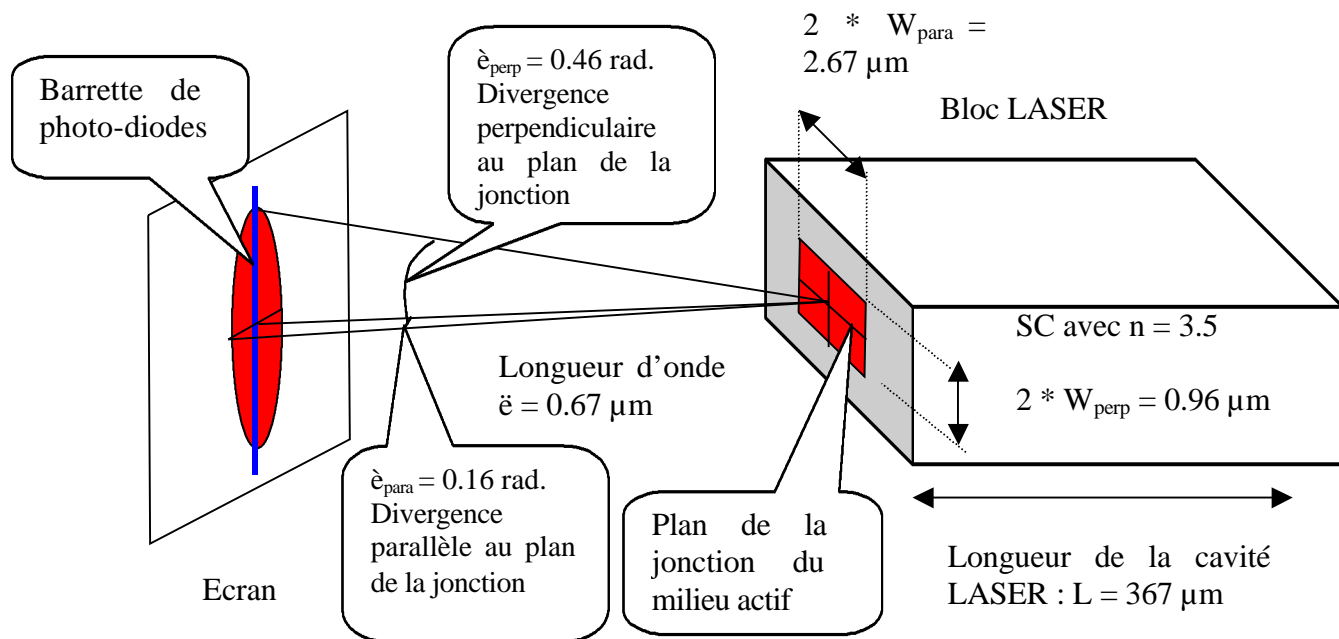


Figure 43 Dispositif de mesure du faisceau LASER

Pour analyser le faisceau LASER, nous n'utilisons pas un simple écran mais plutôt une barrette de photodiodes (comme dans les caméras CCD) que nous placerons parallèlement ou perpendiculairement au plan de jonction du milieu actif. La barrette comporte 1024 diodes (1024 pixels) séparées de $25 \mu\text{m}$, d'où la largeur de la barrette de 25.6 mm . La barrette est placée à 14 millimètres du miroir M1 et un filtre de 5 millimètres d'épaisseur est interposé afin de ne pas dégrader la barrette de photo-diodes. La température de régulation est fixée à $T = 15^\circ\text{C}$ et le courant d'injection (d'excitation) est $i = 50 \text{ mA}$.

En plaçant la barrette de diode parallèlement au plan de la jonction du milieu actif (pas comme sur la figure ci-dessus), nous pouvons analyser le profil du faisceau LASER dans le plan (horizontal) de la jonction. Le signal lumineux reçu par la barrette de photo-diodes est observé sur l'écran d'un oscilloscope.

Un **profil Gaussien** est obtenu, dont la largeur à $1/e^2 = 13,5 \%$ (avec $e = \exp 1 = 2.73$) de la hauteur donne la divergence horizontale du faisceau LASER Gaussien :

Les LASERS et leurs applications au domaine des télécommunications
 © 2002 - Jérôme PONS

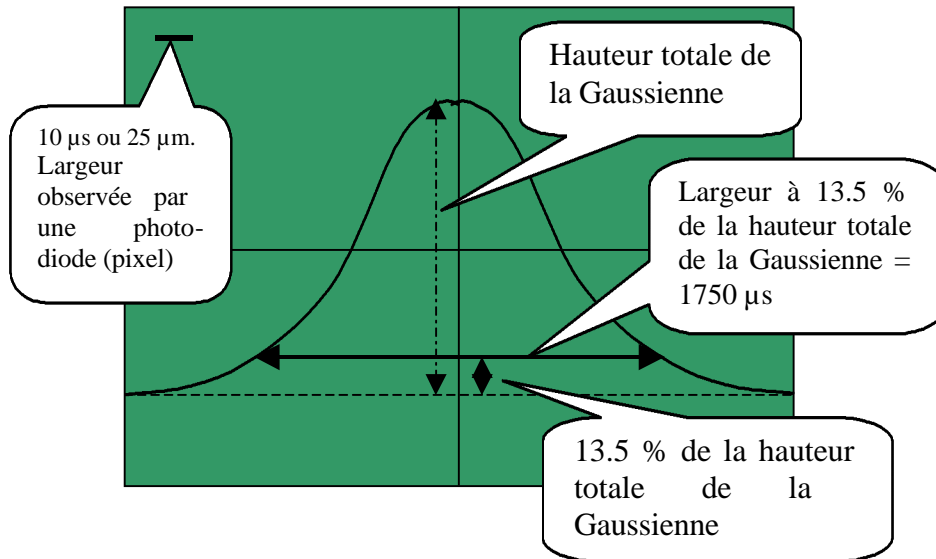


Figure 44 Profil Gaussien du faisceau LASER observé dans le plan de la jonction

Notons que la largeur associée à une photo-diode est balayée en 10 µs par l'oscilloscope d'où l'association largeur-temps. La largeur de la Gaussienne à 13.5 % de sa hauteur est de 1750 µs à 14 mm de la sortie de la diode LASER, soit une largeur de faisceau LASER de $1750 \mu s * 25 \mu m / 10 \mu s = 4.4 \text{ mm}$. D'où la **divergence horizontale ou parallèle du faisceau LASER** :

$$\text{Teta}_{\text{para}} = \arctan(4.4 / (2 * 14)) = 9.9^\circ = 0.16 \text{ rad}$$

De la même manière, après avoir fait pivoter la barrette de photo-diodes de 90 °, nous obtenons la **divergence verticale ou perpendiculaire du faisceau LASER**, toujours **Gaussien** :

$$\text{Teta}_{\text{perp}} = 26.6^\circ = 0.46 \text{ rad}$$

Les largeurs du milieu actif du SC s'en déduisent immédiatement connaissant la longueur d'onde d'émission du LASER à SC qui est de 0.67 µm :

- $2 * W_{\text{para}} = 2.67 \mu m$
- $2 * W_{\text{perp}} = 0.93 \mu m$

Bilan :

- A partir des profils Gaussiens parallèle et perpendiculaire du faisceau LASER, nous en déduisons les **divergences et largeurs du milieu actif** associées.
- Un LASER à SC ne possède pas de symétrie de révolution autour de l'axe d'émission des photons si bien que le **profil Gaussien** est astigmatique, c'est-à-dire que deux largeurs ou « Waists » sont introduites parallèlement et perpendiculairement au plan de la jonction.
- La divergence maximale est toujours celle qui est perpendiculaire au plan de la jonction et correspond à la plus petite des deux largeurs de la zone active. Ceci s'explique par un phénomène de **diffraction** plus grand au niveau des bords de cette zone.

4.3.5. Espacement entre modes successifs

Le gain linéique g (Nu) en sortie du LASER dépend de la fréquence (et donc de la longueur d'onde si bien que nous pouvons le noter $g(\lambda)$ également) et possède une allure Gaussienne centrée autour de la longueur d'onde $\lambda = 0.67 \mu\text{m} = 670 \mu\text{m}$. Toutefois, la courbe de gain linéique n'est que l'enveloppe d'un spectre de raies. La courbe précédente représentant le spectre des modes de la cavité LASER est obtenue à l'aide d'un **monochromateur** placé en sortie du LASER.

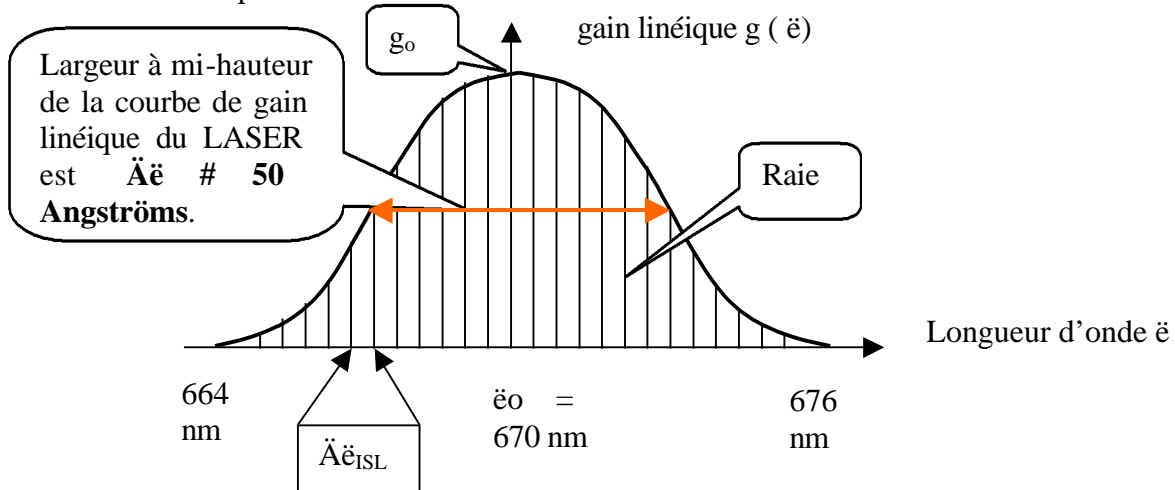


Figure 45 Profil de raies du gain linéique

A chaque raie correspond un mode d'oscillation de la cavité LASER (comme les harmoniques d'une guitare correspondent aux différents modes d'oscillation de la corde). Contrairement à l'enveloppe Gaussienne, les raies ont individuellement un profil Lorentzien. L'intervalle séparant deux raies s'appelle **intervalle spectral libre (ISL)** et dépend de la longueur L de la cavité LASER. Cet intervalle s'exprime en fréquence ($\Delta\nu_{\text{ISL}}$) ou en longueur d'onde ($\Delta\lambda_{\text{ISL}}$) ;

$$L = c / (2 * n * \Delta\nu_{\text{ISL}}) = \lambda_0^2 / (2 * n * \Delta\lambda_{\text{ISL}})$$

Equation 29 Longueur de la cavité LASER en fonction de l'intervalle spectral libre (ISL)

Avec :

- c , la vitesse de la lumière ($c \approx 3 * 10^8 \text{ m/s}$)
- n , l'indice de réfraction du milieu actif (SC) égal à 3.5
- λ_0 , la longueur d'onde centrale de la courbe de gain linéique

Dans cette étude, la longueur $L = 367 \mu\text{m}$ de la cavité LASER a été obtenue en mesurant $\Delta\lambda_{\text{ISL}}$ pour différentes valeurs du courant d'injection i . Quel que soit i , la longueur de la cavité L est constante. Toutefois, lorsque le courant d'excitation (ou d'injection) i augmente, la Gaussienne décrivant le gain linéique de la cavité devient de plus en plus aiguë et sa largeur à mi-hauteur diminue. L'ISL mesuré entre deux modes longitudinaux (ou raies) successifs est **$\Delta\lambda_{\text{ISL}} = 0.175 \text{ nm} \approx 2 \text{ Angströms}$** , ce qui correspond à $\Delta\nu_{\text{ISL}} = 130 \text{ GHz}$ car $\Delta\lambda_{\text{ISL}} / \lambda = \Delta\nu_{\text{ISL}} / \nu$. Cette valeur est suffisamment élevée pour qu'un simple monochromateur suffise à observer les modes longitudinaux. Par contre, dans le cas d'un LASER à gaz à base de He-Ne, de longueur $L = 300 \text{ mm}$, l'ISL est de l'ordre de 500 MHz, ce qui est trop faible pour observer les modes et une **cavité Fabry-Pérot** est alors nécessaire.

Bilan :

- La largeur à mi-hauteur de la courbe de gain linéique du LASER est **$\Delta\lambda \approx 50$ Angströms** et l'intervalle spectral libre **$\Delta\lambda_{\text{ISL}} = 2$ Angströms** c'est-à-dire que le LASER à SC possède **$\Delta\lambda / \Delta\lambda_{\text{ISL}} \approx 25$ raies**.
- A chacune de ces raies est associé un **mode d'oscillation** de la cavité LASER composée par le milieu actif du SC.
- Un LASER à SC est dit **monomode** s'il ne possède qu'un seul mode d'oscillation et est dit **multimodes** sinon.

4.3.6. Polarisation

La lumière possède une nature ondulatoire. En effet, elle est créée par la propagation de champs (électriques **E** et magnétiques **H**) orientés perpendiculaires à la direction de propagation de la lumière (figurée par le vecteur d'onde **k**). L'amplitude des champs électriques et magnétiques varie de façon sinusoïdale. La longueur d'onde du faisceau lumineux correspond à la période spatiale avec laquelle l'amplitude revient à son état initial.

La **polarisation de l'onde lumineuse** est caractérisée par le vecteur champs électrique **E**. Celle-ci est orientée parallèlement au plan de la jonction du SC (par analogie aux guides d'onde, la polarisation est alors dite de type **TE** = Transverse Electric) ou perpendiculairement au plan de la jonction du SC (la polarisation est alors dite de type **TM** = Transverse Magnetic).

A l'intérieur de la cavité formée par les différences d'indice de réfraction du SC, les pouvoirs de réflexion des faces ne sont pas les mêmes. Selon les deux directions (parallèle ou perpendiculaire au plan de la jonction du SC), les pouvoirs de réflexion des faces du SC (guide d'onde) sont $R_{\text{TE}} \approx 0.3$ et $R_{\text{TM}} \approx 0.27$. Plus le pouvoir de réflexion est grand dans une direction, plus la lumière est réfléchiée et donc correctement guidée, ce qui est l'objectif du guide d'onde. **La polarisation est maximale dans le mode TE, c'est-à-dire parallèlement à la jonction.**

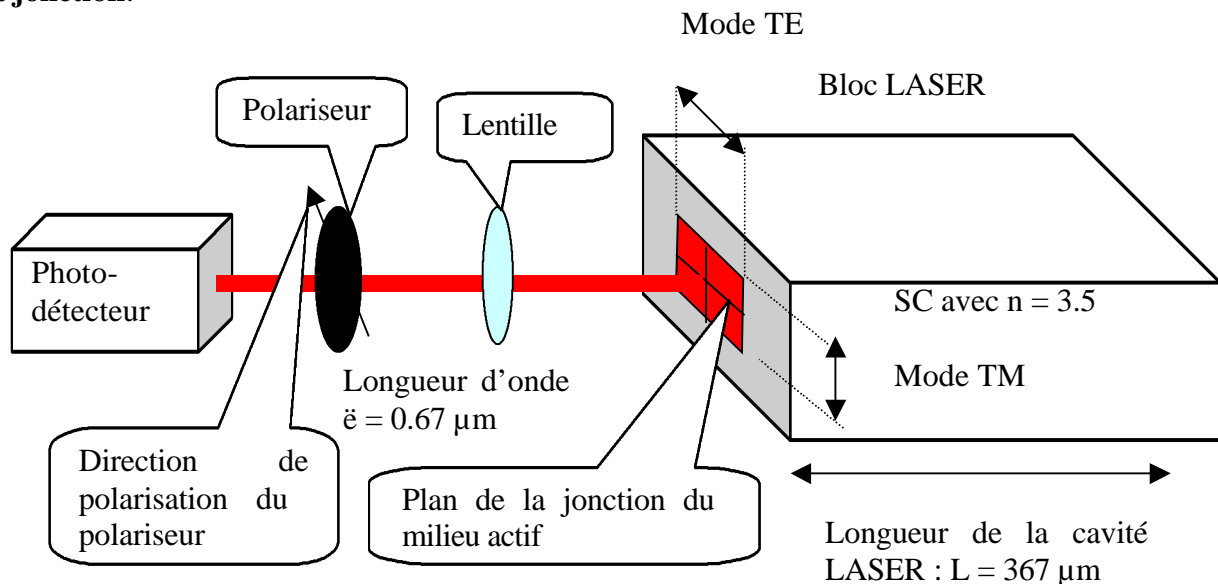


Figure 46 Polarisation du faisceau LASER

A l'aide d'un **polariseur**, ne laissons passer que la composante du vecteur champs électrique **E** du faisceau LASER, parallèle à la direction de polarisation du faisceau LASER. Le faisceau LASER ne traversera le polariseur que si son champs électrique est orienté dans la direction

Les LASERS et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

de polarisation du polariseur. Dans cette étude, faisons varier la direction de polarisation au niveau du polariseur et mesurons l'intensité I du faisceau LASER transmise au photo-détecteur. Si le LASER est polarisé en mode TE, le signal sera maximal lorsque la direction de polarisation du polariseur sera réglée de manière parallèle au plan de la jonction du milieu actif du SC.

Le **taux de polarisation** d'un LASER est obtenu en faisant varier la direction de polarisation entre 0 et 360°. L'intensité maximale mesurée est I_{\max} et l'intensité minimale mesurée est I_{\min} et le taux de polarisation du LASER est défini par :

$$Tx-pol = I_{\max} / I_{\min}$$

Equation 30 Taux de polarisation Tx-pol d'un faisceau LASER

Le taux de polarisation dépend du courant d'excitation (ou d'injection) i du milieu actif :

Courant d'excitation i (mA)	50	$30 = i_{\text{seuil}}$
I_{\min} (Volt)	0.9	1
I_{\max} (Volt)	121	10
Tx-pol	134	10

Table 2 Mesure du taux de polarisation du LASER à $T = 15^\circ\text{C}$

Plus le courant d'excitation augmente (s'écarte du courant de seuil), plus le taux de polarisation augmente et plus la polarisation devient horizontale (mode TE favorisé). Ceci s'explique par le rapport bruit/signal = spontané/stimulé = $A_{21} / (B_{21} * i)$. Plus i augmente, plus ce rapport diminue et plus le signal ou rayonnement stimulé l'emporte sur le bruit ou rayonnement spontané. L'augmentation de la part de stimulé (dû à l'inversion de population rappelons-le) a pour conséquence l'apparition de la polarisation horizontale. Le spontané est associé à une polarisation isotrope (dans toutes les directions) alors que le stimulé favorise une direction de polarisation. Pour i élevé, le spontané ne perturbe plus le stimulé et la polarisation du signal apparaît franchement (polarisation rectiligne parallèle au plan de la jonction).

Notons que pour les LASERS à gaz de type Argon, le taux de polarisation diminue lorsque le courant d'excitation augmente et ceci à cause de l'augmentation de l'**effet Zeeman** (séparation des niveaux d'énergie atomiques en sous-niveaux d'énergie dégénérés).

4.3.7. Réseaux de diodes LASER (Arrays)

Le milieu actif du LASER à SC précédent possède un volume de $0.96 * 2.67 * 367 = 941 \mu\text{m}^3$ et contient 10^{18} atomes par cm^3 donc il est possible d'implanter plusieurs LASERS côte à côte et de les superposer sur une même plaque de SC à base de GaAs.

Deux applications en résultent :

- **LASER de forte intensité** : pour cela, il suffit de placer une lentille à la sortie d'un réseau à deux dimensions de LASERS à SC et il est possible d'obtenir une puissance de sortie de 100 à 1000 Watts en continu. Un tel LASER, alimenté par une tension de 3 V et un courant de 1000 A, c'est-à-dire par une puissance consommée de 3000 Watts possèdera un rendement de 10 % pour une puissance de sortie de 300 Watts.
- **Multiplexage en longueur d'onde WDM** : tous ces faisceaux LASER injectés dans une même **fibre optique** pourrons accroître le débit de la fibre optique

Les LASERS et leurs applications au domaine des télécommunications

© 2002 - Jérôme PONS

proportionnellement à leur nombre. Par contre, chaque LASER ne devra pas posséder la même longueur d'onde mais des longueurs d'onde suffisamment proches des caractéristiques de la fibre optique pour que les ondes associées soient guidées.

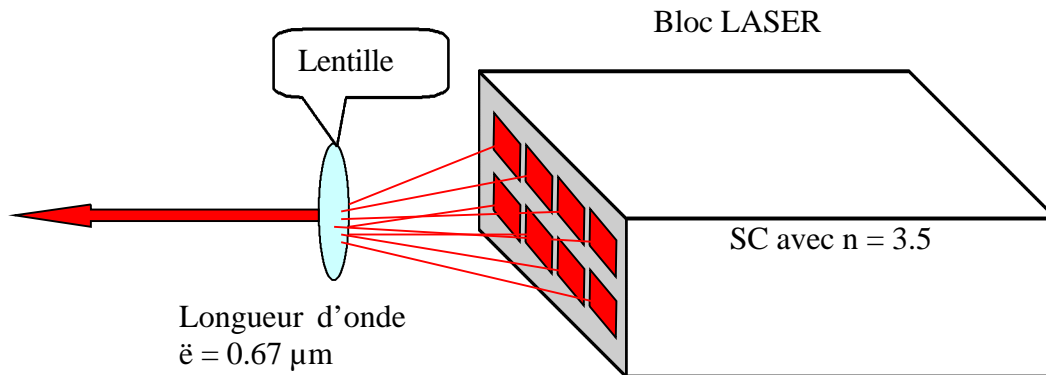


Figure 47 Application des réseaux de diodes LASER à la forte puissance

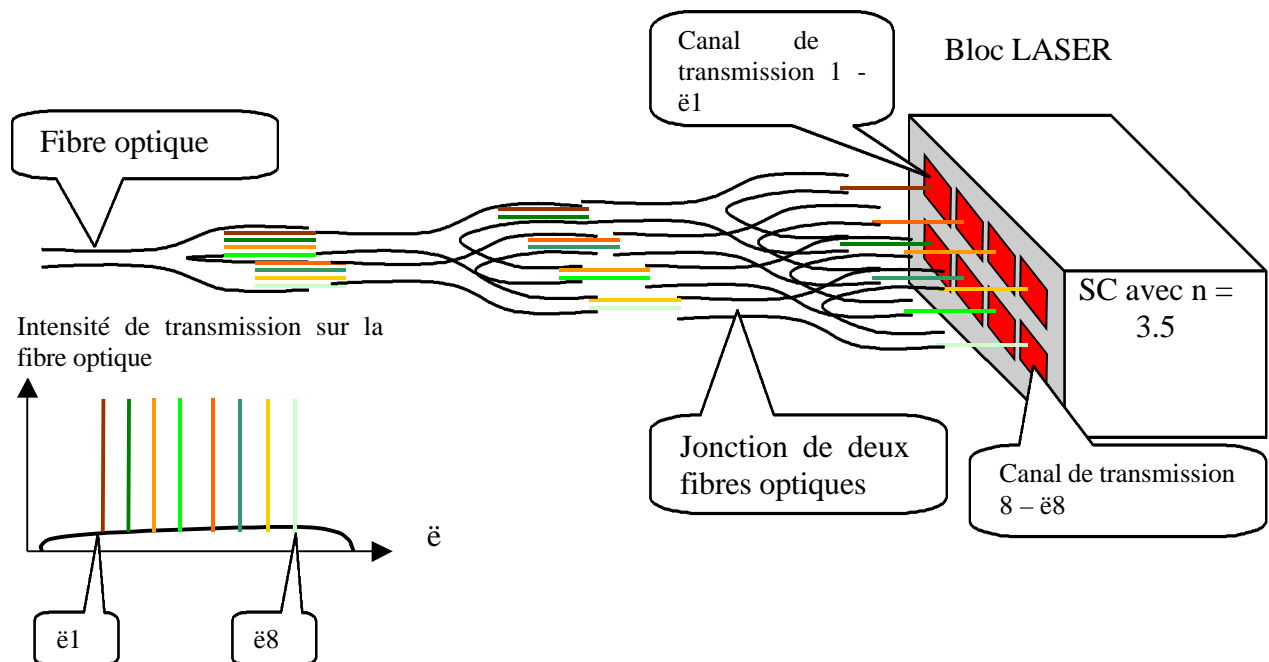


Figure 48 Application des réseaux de diodes LASER aux télécommunications (WDM)

4.3.8. LASERS monomodes

Un LASER est dit monomode si la cavité qui le compose ne possède qu'un seul mode d'oscillation possible. Nous avons vu que pour un LASER dont la cavité avait pour longueur $L = 367 \mu\text{m}$, 25 modes d'oscillation s'établissaient. Cherchons à réduire ce nombre à un seul mode. Pour cela, il existe plusieurs solutions appelées **LASERS monomodes** :

- **LASER C³** (Coupled Clived Crystal) est un LASER possédant deux conditions d'oscillation, composé de deux cavités de longueurs L_1 et L_2 . Seule la longueur d'onde λ satisfaisant ces deux conditions oscillera. Elle vérifie à la fois $L_1 = k_1 * \lambda / 2$ et $L_2 = k_2 * \lambda / 2$ avec k_1 et k_2 entiers positifs. Les intervalles spectraux libres sont respectivement $\Delta\nu_{\text{ISL1}} = c / (2 * n * L_1)$ et $\Delta\nu_{\text{ISL2}} = c / (2 * n * L_2)$. Ces intervalles étant différents, les raies des gains linéaires respectifs n'ont aucune chance de se superposer en plus d'une position, ce qui donne une courbe

Les LASERS et leurs applications au domaine des télécommunications

© 2002 - Jérôme PONS

de gain, résultant des deux courbes individuelles, ne comportant qu'une seule raie. Le LASER est ainsi monomode.

- **LASER DFB** (Distributed Feedback) est un LASER pour lequel le miroir R1 est remplacé par un équivalent $R1(\lambda)$ en gravant un réseau de sillons parallèles le long du milieu actif du SC. Ce réseau permet de filtrer la longueur d'onde λ avec le pas du réseau. Le LASER pour lequel une seule longueur d'onde est conservée, après filtrage, est alors monomode.
- **LASER VCSEL** (Vertical Cavity Surface Emitting LASER) est un LASER dont la direction d'émission est perpendiculaire (ou verticale) au plan de la jonction (et non plus parallèle et appartenant au plan de la jonction). Si bien que ce type de LASER possède une symétrie de révolution, tout comme les LASERS à gaz de type He-Ne.

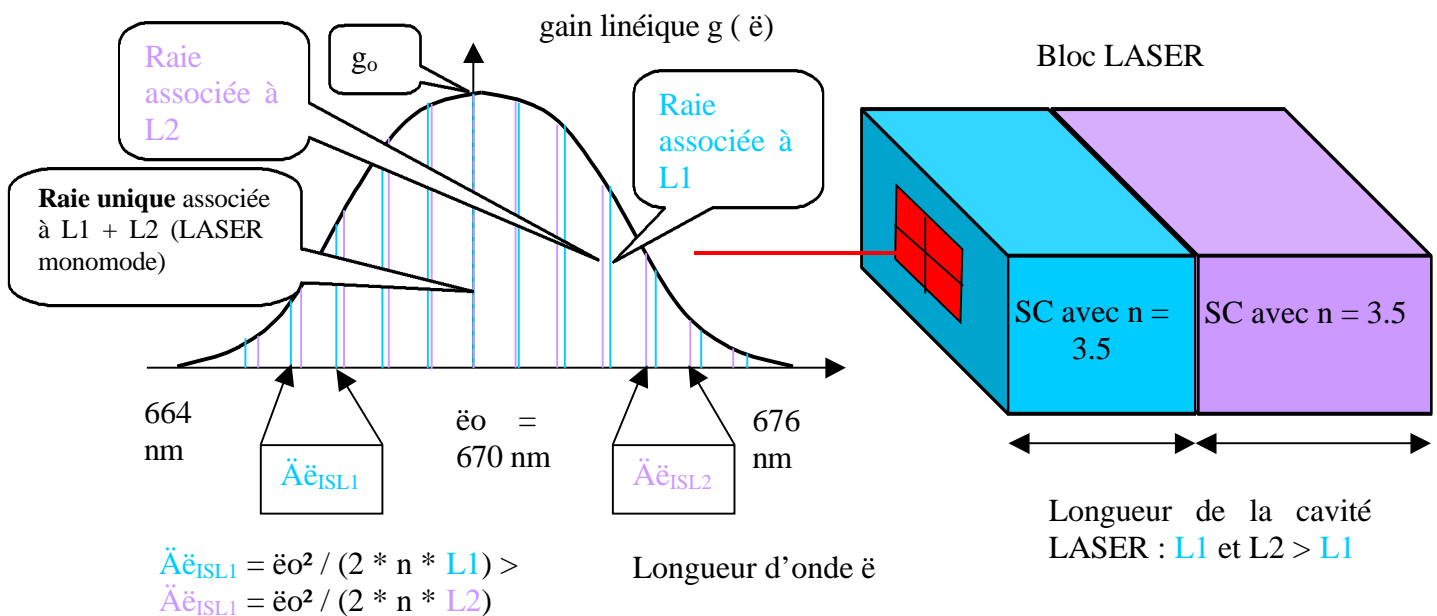


Figure 49 Principe d'un LASER C³ (Coupled Clived Crystal)

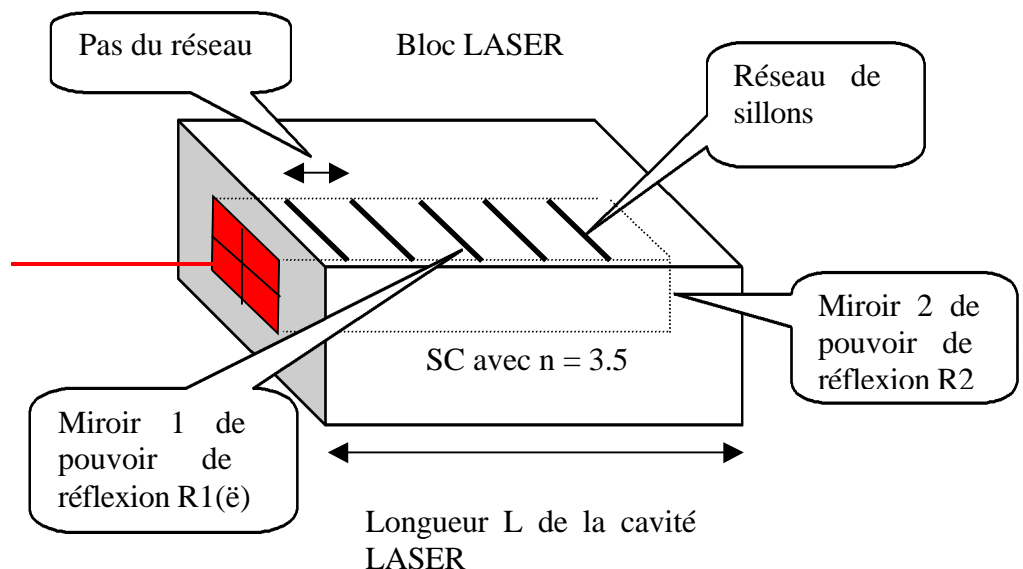


Figure 50 Principe d'un LASER DFB (Distributed FeedBack)

Les LASERS et leurs applications au domaine des télécommunications

© 2002 - Jérôme PONS

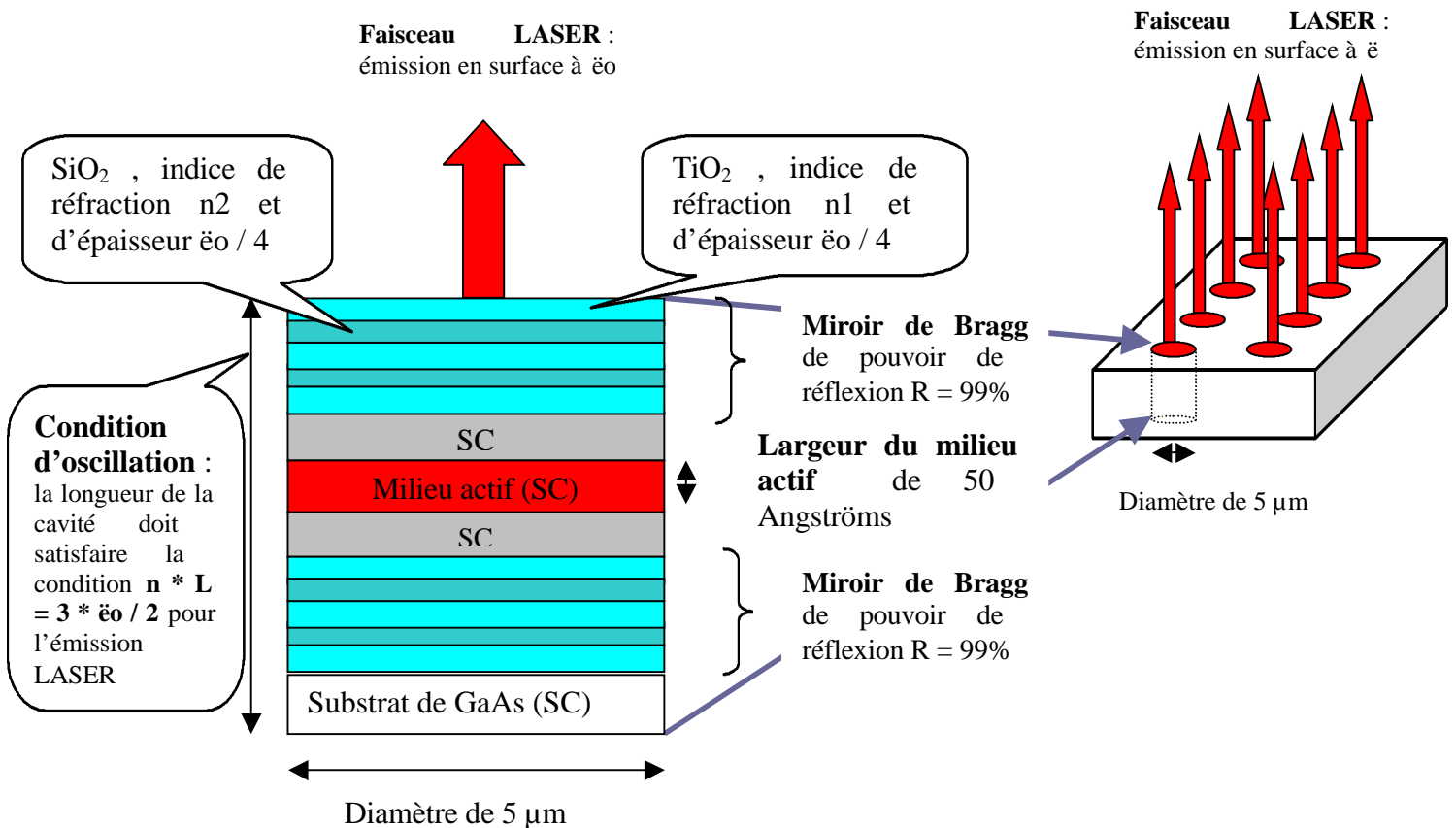


Figure 51 Principe d'un LASER VCSEL

Notons que pour construire un **miroir de Bragg**, il est nécessaire d'empiler 20 couches alternativement de TiO₂ et SiO₂ pour leurs indices de réfraction différents n_1 et n_2 respectivement. Ces couches ont pour épaisseur $\lambda_0 / 4$ et permettent d'atteindre un pouvoir de réflexion de 98 à 99 %.

La condition de gain $G * R = 1$ donne, pour $R = 98\%$, $G = 1.02$ ce qui est suffisant pour faire osciller le LASER à la fréquence $\nu_0 = 3.53 * 10^{14}$ Hz, soit une longueur d'onde $\lambda_0 = c / \nu_0 = 0.850 \mu\text{m}$ (domaine infrarouge). L'intervalle spectral libre est donc $\Delta\nu_{\text{ISL}} = c / (2 * n * L) = c / (3 * \lambda_0) = \nu_0 / 3 = 1.18 * 10^{14}$ Hz en prenant en compte la condition d'oscillation.

Comme la largeur à mi-hauteur de la courbe de gain d'un LASER à SC est $\Delta\lambda \approx 50$ Angströms, ce qui correspond à $\Delta\nu \approx 2 * 10^{12}$ Hz pour $\lambda_0 = 0.850 \mu\text{m}$ alors le VCSEL est un LASER monomode de par sa structure.

De plus, à $T = 21^\circ\text{C}$, un courant de seuil $i_{\text{seuil}} = 1.79 \text{ mA}$ est nécessaire. **Ce courant de seuil est inférieur à celui d'une diode LASER.**

Pour un courant d'injection $i = 10 \text{ mA}$ et une tension de diode $V_d = 1.6 \text{ Volt}$, la puissance de sortie d'un tel LASER est $P_s = 0.461 \text{ mW}$ d'où un **rendement lumineux de 2.9 %, supérieur à celui de la diode LASER.**

Il est possible de créer un **réseau de LASERS de type VCSEL**, comme le montre la figure précédente, à condition que le diamètre du LASER soit suffisamment faible pour que des

Les LASERs et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

modes obliques d'oscillation n'apparaissent pas. L'application d'un tel réseau au multiplexage en longueur d'onde **WDM** est facilement imaginable (Figure 48 et Figure 51).

Bilan :

- | |
|---|
| <ul style="list-style-type: none">• Le LASER de type VCSEL est plus avantageux qu'une diode LASER• Ce type de LASER est monomode |
| <ul style="list-style-type: none">• Il utilise un faible courant de seuil• Le faisceau LASER possède une symétrie de révolution autour de son axe de propagation (pas de taux de polarisation comme avec la diode LASER) |

5. Applications des LASERs

5.1. Application au domaine de la physique

5.1.1. Réalisation d'une onde sinusoïdale quasi-parfaite

Avec un LASER, il est possible d'obtenir un faisceau lumineux dont le vecteur champ électrique satisfait la relation suivante (**les vecteurs sont indiqués en gras**) :

$$\mathbf{E} = E_0 * \sin(\omega * t - k * z) * \mathbf{u}$$

Avec :

- E_0 , l'amplitude du champ électrique, tel que l'intensité associée soit $I = E_0^2$;
- ω , la pulsation d'oscillation ;
- t , le temps ;
- k , le module du vecteur d'onde selon l'axe de propagation ;
- z , la direction de propagation ;
- \mathbf{u} , le vecteur de polarisation linéaire.

5.1.2. Spectroscopie LASER

En **spectroscopie atomique** ou moléculaire, il faut partir du principe que les atomes et molécules sont identifiables grâce aux fréquences de lumière les traversant absorbées. A ces fréquences sont associées des raies qu'il est nécessaire de pouvoir traverser. Le LASER est utilisé pour balayer certaines plages de fréquence avec une très haute **résolution** et irradier certains atomes ou molécules.

La résolution est définie comme l'inverse du **pouvoir de résolution**. Dans le cas d'un LASER à He-Ne, les raies émises sont larges de $\Delta\nu = 0.1$ Hz à la fréquence $\nu = 5 * 10^{14}$ GHz, soit une résolution $\text{Res} = 10^{-15}$ et un pouvoir de résolution très élevé $\text{PR} = 10^{15}$.

5.1.3. Autres domaines d'utilisation des LASERs en physique

- **Astrophysique** : les ondes gravitationnelles ont été mises en évidence à l'aide d'un **interféromètre de Michelson** à deux bras de longueur $L = 3$ km dans le cadre du projet Virgo. La précision de cet interféromètre est de $\Delta L / L = 10^{-21}$ c'est à dire que l'interféromètre est sensible, grâce à l'utilisation d'un LASER, à une variation de la longueur du bras de $\Delta L = 10^{-21} * L = 3 * 10^{-18}$ mètre. Lors de l'explosion d'une supernova, des gravitons sont émis et le passage d'une telle particule dans l'interféromètre peut faire varier la longueur du bras de l'ordre de grandeur de la précision de l'interféromètre.
- **Physique nucléaire** : les LASERs peuvent être utilisés pour la **séparation isotopique** et la mise en évidence de la structure hyper-fine de la matière. Ils sont également utilisés dans le cadre de la **fusion nucléaire contrôlée**.
- **Définition du mètre** : à l'aide de la raie d'un LASER He-Ne à la longueur d'onde $0.6328 \mu\text{m}$;
- **Holographie de Gabor** (dans les années 70) ;
- **Physique non-linéaire** de Blombergen : La polarisation P de la matière est la réponse linéaire et non-linéaire à la cause lui ayant donné naissance (un champ électrique E). L'**effet Kerr** caractérise la réponse non-linéaire de pulsation égale à deux fois la pulsation ω du champ électrique E . Un matériau non-linéaire à effet Kerr est tel

Les LASERS et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

que si il est bombardé d'un faisceau LASER de pulsation omega, deux faisceaux sortiront de ce premier avec les pulsations omega et 2omega.

$$P = \epsilon_0 * \chi_1 * E + \epsilon_0 * \chi_2 * E^2 + \dots$$

Equation 31 Réponse de la polarisation de la matière à une excitation électrique

Avec,

- ϵ_0 , la constante diélectrique du vide ;
 - χ_1 , la composante linéaire de la susceptibilité électrique ;
 - χ_2 , la composante non-linéaire de la susceptibilité électrique (Effet Kerr) ;
 - ..., les non-linéarités d'ordre supérieur.
-
- **Refroidissement des atomes** de Claude Cohen-Tannoudji (Prix Nobel de Physique 1997) en 1995 : un gaz de sodium à deux niveaux d'énergie (doublet jaune) est bombardé par les photons issus d'un LASER dont la pulsation omega est accordée de sorte que les atomes du gaz soient refroidis à la température de 10^{-7} K. A cette température, proche du **zéro absolu** (0 K), la vitesse des atomes de sodium est d'environ un millimètre par seconde. L'objectif de cette expérience est d'obtenir des **condensats de Bose-Einstein** à la température de 0 K. Dans ce cas, tous les atomes se trouvent dans le même état et possèdent donc la même fonction d'onde d'après la théorie quantique.

5.2. Application au domaine de la chimie

- **Photochimie** : l'application d'un faisceau LASER sur une solution chimique accroît la température du milieu et donc la cinétique chimique ;
- **Commande de réactions chimiques** : dans le cas d'une molécule tri-atomique bombardée par un faisceau LASER, la première impulsion prépare la molécule dans l'état rovibrationnel souhaité et la seconde permet de couper la liaison entre deux atomes ainsi sélectionnée.

5.3. Application au domaine de la médecine

- **Ophtalmologie** : le LASER est utilisé pour recoudre une rétine endommagée (« tirs » au LASER), rectifier le front d'onde de la cornée (le problème d'astigmatisme est résolu grâce au LASER à excimère) ou réaliser l'opération post-cataracte (après remplacement du cristallin de l'œil par un cristallin artificiel, un voile opaque se forme, qui est éliminé par chirurgie au LASER YAG) ;
- **Bistouri** : un LASER à CO_2 de 10 à 20 Watts permet de réaliser d'ouvrir les tissus de finement et sans hémorragie ;
- **Observation des régions turbides** (organes et os) : technique remplaçant la radiologie ;
- **Photothérapie du cancer**.

5.4. Application au domaine de l'industrie

- **Soudure et découpage** : à l'aide des LASERS à CO_2 ;
- **Navigation par gyro-LASER** : à l'aide de l'**interféromètre de Sagnac** ;
- **Alignement de haute précision** ;
- **Mesure de distances par réflexion** : des miroirs ont été placés sur la Lune lors des missions Appolo à la fin des années 60 et au début des années 70 et permettent

Les LASERS et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

aujourd'hui de déterminer la distance Terre-Lune. De la même façon, il est possible de calculer la dérive des continents ;

- **Lecture** : les LASERS sont utilisés pour lire les piste des disques-compacts mais également les codes-barre.
- Ordinateur optique.

5.5. Application au domaine des télécommunications

5.5.1. Liaisons optiques à longue distance

A la question « vaut-il mieux utiliser des électrons (câble électrique classique) ou bien des photons (fibre optique) pour propager l'information ? », la courbe présentant l'énergie consommée pour la propagation en fonction de la distance de propagation montre clairement que pour des distances supérieures à 200 μm , le transport optique est à privilégier.

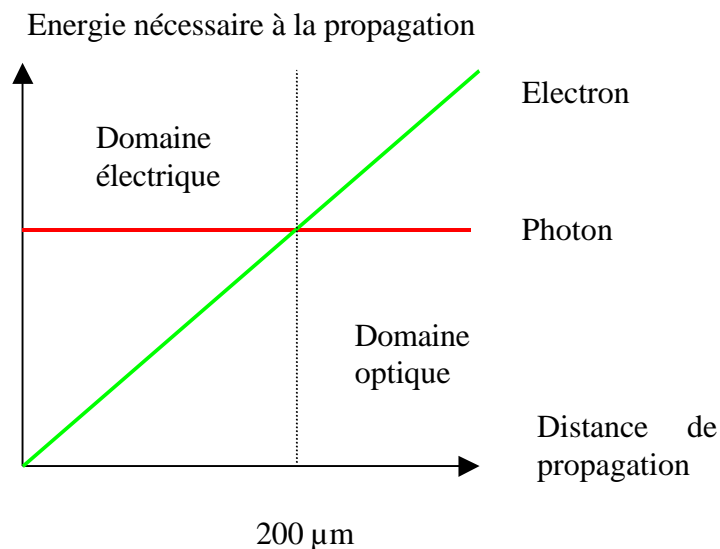


Figure 52 Propagation optique ou électrique de l'information ?

En effet, l'électron ne coûte rien en terme de production contrairement au photon alors que le photon ne coûte rien à la propagation contrairement à l'électron du point de vue énergétique. Pour de grandes distances de propagation, les photons sont utilisés et circulent dans des fibres optiques en Silice à la longueur d'onde 1.55 μm .

Toutefois, au cours de leur propagation, les photons sont absorbés par la Silice, dont le **coefficient linéique d'atténuation** est $A_{\text{Silice}} = 0.2$ **déciBel par kilomètre (dB/km)**. C'est à dire que si un signal de puissance P_e est injecté dans la fibre, il sera réduit à la puissance $P_s = 1\%$ de P_e en sortie de la fibre optique, au bout de 100 km de propagation.

Le **coefficient linéique d'atténuation** de la fibre optique est calculé de la manière suivante :

$$A \text{ (dB/km)} = 10 * \log(P_e / P_s)$$

Equation 32 Coefficient linéique d'atténuation d'une fibre optique

Le lecteur pourra vérifier que pour la Silice, $A = 10 * \log(1 / 1\%) = 10 * \log(100) = 20$ dB/100 km = 0.2 dB/km. C'est pour cette raison que des répéteurs de signal sont utilisés tous les 100 km de fibre optique.

Les LASERs sont utilisés pour propager une onde lumineuse sur de longues distances, à l'aide des fibres optiques (Figure 53).

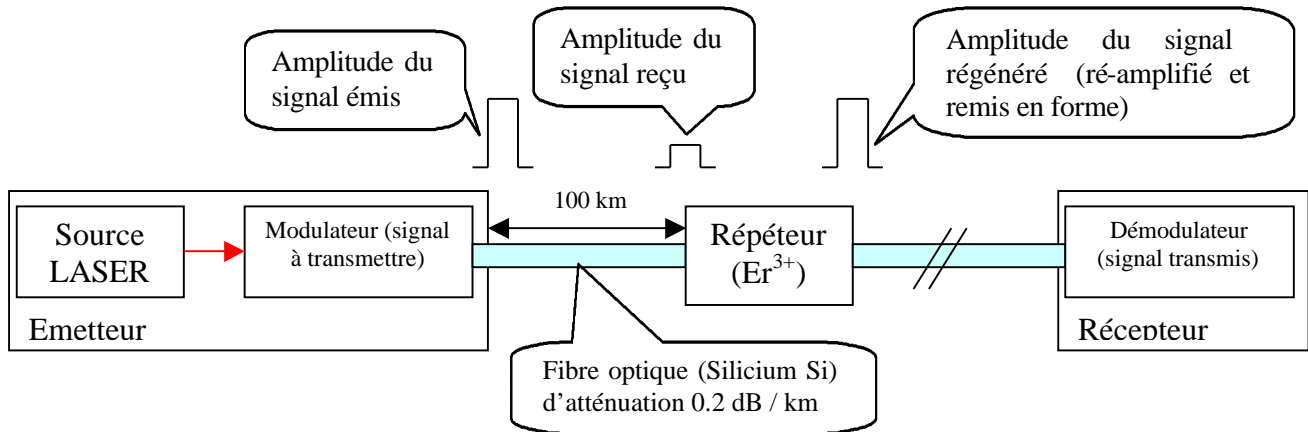


Figure 53 Application du LASER aux télécommunications optiques

5.5.2. Répéteur ou régénérateur de signal

Dans le cas d'une liaison transatlantique Paris-New York, 60 à 70 répéteurs sont nécessaires. Il existe deux solutions d'ingénierie d'un répéteur :

- **solution électro-optique** : le faible signal optique reçu est converti en signal électrique par un photo-détecteur, est électriquement amplifié et module un faisceau LASER en sortie (conversion électrique-optique).
- **solution purement optique** : le faible signal reçu est mélangé avec le signal issu d'un LASER optique et est amplifié par un amplificateur optique à base d'ions Er^{3+} .

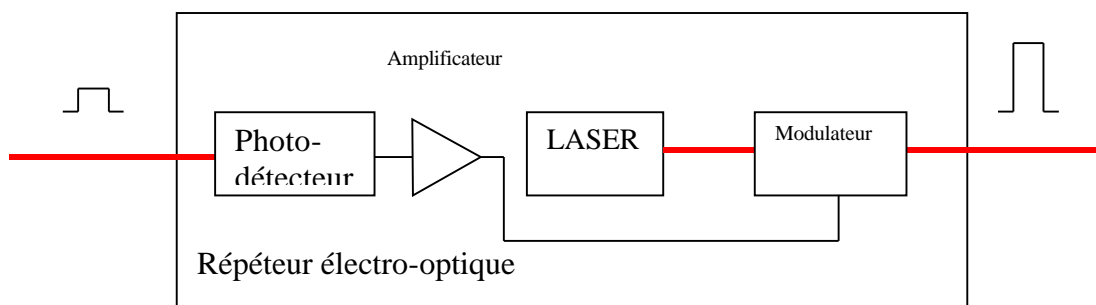


Figure 54 Répéteur électro-optique

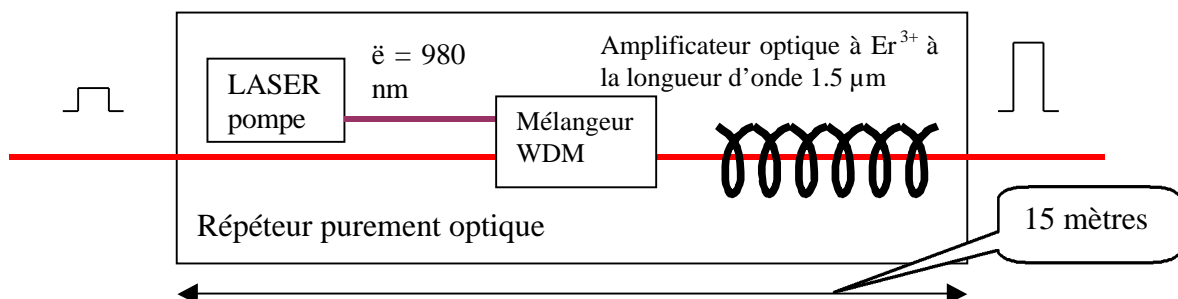


Figure 55 Répéteur purement optique

Les LASERs et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

5.5.3. Débit de la transmission longue distance

La fréquence porteuse du LASER (en réalité, la fibre optique peut en transporter plusieurs simultanément grâce à la technique de multiplexage en longueurs d'onde **WDM**) est modulée en fréquence à 1 %, soit $5 * 10^{14}$ Hz, ce qui correspond à une excursion en fréquence $\Delta\nu = 5 * 10^{12}$ Hz. La fibre optique peut propager l'information avec un débit binaire de 10^{12} bits / seconde = 5 Terabit /seconde, ce qui correspond à **10^{12} Hz** de bande passante, si un bit est associé à 5 Hz (cela dépend du modulateur utilisé).

Pour transporter une **conversation téléphonique**, 64000 bits /seconde ou **3 kHz** (400 à 3400 Hz plus précisément) de bande passante sont nécessaires, donc une fibre optique peut transporter plusieurs millions de conversations téléphoniques simultanées.

Dans le cas d'un **programme TV**, environ 5 MHz de bande passante sont nécessaires et la fibre optique pourra propager simultanément une centaine de milliers de programmes TV.

Pour cette grande capacité à véhiculer des débits élevés, les fibres optiques et les LASERs y injectant leurs informations sont aujourd'hui massivement utilisés.

Notons que l'opérateur du réseau longue distance (composé des LASERs et fibres optiques) doit maîtriser des millions de canaux d'émission. Si une seule longueur d'onde WDM venait à se mélanger avec sa voisine, une grande partie des communications en cours seraient perdues, d'où l'intérêt d'asservir les LASERs en fréquence afin que cette dernière ne varie pas au cours de la propagation.

Les LASERs et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

6. Conclusion

L'objectif de ce rapport était avant tout de présenter l'évolution des LASERs au cours du XXème siècle, de dresser l'état de l'art des LASERs à gaz et à semi-conducteur (SC) et enfin d'aborder quelques applications, en particulier dans le domaine des télécommunications. Bien sûr ce projet était assez ambitieux en si peu de pages, d'où l'intérêt d'avoir insisté sur les LASERs à SC qui ont connu de grandes avancées récemment avec les structures VCSEL et DFB (et d'autres tacites). La fibre optique pourra être un complément d'étude pour le lecteur qui est invité à suivre les évolutions des structures précédentes dans l'industrie. Pour cela, il suffit d'utiliser n'importe quel moteur de recherche sur Internet et de chercher à « LASER », « VCSEL » et « DFB ». La technique DWDM (Dense WDM) mérite également un approfondissement. Bonne recherche, l'histoire de LASERs s'écrit chaque jour et de nouvelles applications émergent sans cesse.

Les LASERS et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

7. Bibliographie

[**ABERDEEN**] Dr J. Watson, University of Aberdeen, 1996,
<http://vcs.abdn.ac.uk/ENGINEERING/lasers/lasers.html>;

[**BLTJ-BKL**] W. F. Brinkman, T. L. Koch, D. V. Lang et D. P. Wilt, « The LASER behind the communications revolution », Bell Labs Technical Journal, janvier-mars 2000 ;

[**BRF**] M. Bertin, J.-P. Faroux ([Michel Bertin](#) et [Jean-Pierre Faroux](#) : Professeur à l'université Paris VI-Pierre-et-Marie-Curie), J. Renaud ([Jacques Renault](#) : Professeur au lycée du Parc à Lyon), « Electromagnétisme – Tome 4 – Milieux Diélectriques et milieux aimantés », Collection [J'intègre](#), DUNOD, 1984, ISBN 2100030523 ;

[**CABLEFREE**] Constructeur Cable Free, <http://www.cablefreesolutions.com>;

[**CAF**] B. Cagnac, J.-P. Faroux, « Laser Physics at the Limits », EDP (Eyrolles), ISBN 3540424180, « This book contains contributions written by the world-leading scientists in high-resolution laser spectroscopy, quantum optics and laser physics. Emphasis is placed on precision related to results in a variety of fields, such as atomic clocks, frequency standards, and the measurement of physical constants in atomic physics. Furthermore, illustrations and engineering applications of the fundamentals of quantum mechanics are widely covered. It has contributions by Nobel prize winners Norman F. Ramsey, Steven Chu, and Carl E. Wieman. » ;

[**CAPDEVILLE**] J.-N. Capdeville, « Les rayons cosmiques », Que sais-je n° 729, Presses Universitaires de France, 1ère édition 1984 ;

[**CDL**] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloë, « Mécanique Quantique I et II », Collection enseignement des arts, Hermann, 1998, Editeurs des Sciences et de Arts ;

[**CEA**] Plusieurs liens sur le site du Commissariat à l'Energie Atomique (CEA) :
<http://www.cea.fr/html/publications.htm> pour les publications et
<http://www.cea.fr/Fiches/index.htm> pour les fiches techniques;

[**CEA-CLEFS41**] « Les interactions photons-matière », CEA, Cahier CLEFS n° 41, été 1999, consultable sur http://www-dsv.cea.fr/docs/dsv/dosthema/clesfr/radioactivite_fr.htm ;

[**CIELO**] Constructeur Cielo Inc., <http://www.cieloinc.com>;

[**CIELO-WBB**] J. G. Wasserbauer, J. G. Beltran, J. E. Bisberg et autres, « High Speed VCSELs for next-generation telecommunications links », Cielo Inc. ;

[**CPP**] B. Cagnac, J.-C. Pebay-Peyroula ([Bernard Cagnac](#) : Professeur à l'université de Paris VI-Pierre-et-Marie-Curie et [Jean-Claude Pebay-Peyroula](#) : Professeur à l'université de Grenoble), « Physique atomique - Introduction à la physique quantique et structure de l'édifice atomique - Tome 1 - Expériences et principes fondamentaux et Tome 2 », Collection [Sciences Sup](#), DUNOD, 1975, ISBN 2-04-002555-3, Sommaire : Onde et photon. Quantification de l'énergie. Quantité de mouvement du rayonnement. Les probabilités des transitions radiatives. Dualité onde-corpuscule. Modèle planétaire et nombre quantique principal. Modèle planétaire

Les LASERs et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

classique. Modèle de Bohr pour l'atome d'hydrogène. Spectres de rayons X. Moment cinétique et moment magnétique. Magnétisme classique dû au mouvement orbital. Effets gyromagnétiques. Quantification spatiale. Moment cinétique du rayonnement. Moment cinétique et magnétique des électrons libres ;

[DAVID] R. David, « L'électronique », Que sais-je n° 1126, Presses Universitaires de France, 2de édition 1966 ;

[DIU] B. Diu, C. Guthmann, D. Lederer, B. Roulet , « Physique Statistique », Collection enseignement des arts, Hermann, Editeurs des Sciences et de Arts.

[FEYNMAN] R.P. Feynman, R. Leighton, M. Sands, « Le Cours de Physique de Feynman (5 tomes): Mécanique I et II, Electromagnétisme I et II, Mécanique Quantique », InterEditions ;

[GUAYDIER] P. Guaydier, « Histoire de la Physique », Que sais-je n° 421, Presses Universitaires de France, 4ème édition 1972 ;

[GUILLEN] R. Guillen, « Les semi-conducteurs », Que sais-je n° 1080, Presses Universitaires de France, 4ème édition 1978 ;

[HARTMANN] F. Hartmann, « Les LASERs », Que sais-je n° 1565, Presses Universitaires de France, 3^{ème} édition 1981 ;

[IEEE-MMK] T. Morioka, K. Mori, S. Kawanishi et M. Saruwatari, « Multi-WDM-Channel, Gbps pulse generation from a single LD-pumped supercontinuum in optical fibers », IEEE photonics technology letters, vol. 6, No 3, mars 1994 ;

[KITTEL] C. Kittel ([Charles Kittel](#) : Professeur honoraire à l'université de Californie, Berkeley), « Physique de l'état solide », Collection [Sciences Sup](#), DUNOD, 1998, ISBN 2100032674, Traduit de l' américain par Nathalie Bardou et Évelyne Kolb, Cet ouvrage est la traduction de la 7^e édition américaine d'un traité de base en physique du solide et en science des matériaux. L'auteur a entre autres développé la supraconductivité à température élevée et le traitement des fibres optiques. Par ailleurs, les surfaces et interfaces, les solides non cristallins ont été introduits sans pour autant changer le niveau de compréhension de l'ensemble. Sommaire : Structure cristalline. Diffraction cristalline et réseau réciproque. La liaison cristalline et constantes élastiques. Phonons I, vibrations du réseau. Phonons, propriétés du réseau. Phonons, propriétés thermiques. Gaz des électrons libres de Fermi. Bandes d'énergie. Cristaux semi-conducteurs. Surfaces de Fermi et métaux. Plasmons, polaritons et polarons. Processus optiques et excitons. Supraconductivité. Diélectriques et ferroélectriques. Diamagnétisme et paramagnétisme. Ferromagnétisme et antiferromagnétisme. Résonance magnétique. Solides non cristallins. Défauts ponctuels. Physique des surfaces et des interfaces. Dislocations. Les alliages. Appendices. Index. Tableaux ;

[LAUNOIS] D. Launois, « L'électronique quantique », Que sais-je n° 1303, Presses Universitaires de France, 1ère édition 1968 ;

[LLNL] Lawrence Livermore National Laboratory,
<http://www.llnl.gov/nif/library/aboutlasers/how.html>;

Les LASERs et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

[LSA] Constructeur LSA Inc., <http://www.lsainc.com>;

[LUCENT] Site des Bell Labs de AT&T (maintenant Lucent Technologies) :
http://www.bell-labs.com/history/laser/laser_def.html;

[MAITTE] B. Maitte, « La lumière », Points Sciences, Editions du Seuil, 1981 ;

[NAS] National Academy of Sciences,
<http://www4.nas.edu/beyond/beyonddiscovery.nsf/web/laser10>;

[OEM] Constructeur OEM LASERs, <http://www.oemlasers.com>;

[PEREZ] J.P. Perez, « Optique », Masson ;

[PUF] Pour connaître les nouveaux « Que-sais-je » sur le site des Presses Universitaires de France (PUF) : <http://www.puf.com/quesais-je/>;

[RYER] A. Ryer, « Light measurement handbook », <http://www.intl-light.com/handbook/index.html>;

[UNIL] Faculté des Sciences Physiques VII,
http://www.unil.ch/sc/pages/bazar/articles/phys/vulg/phy_0.htm;

[WSRnet] <http://members.aol.com/WSRnet/tut/ut1.htm> et
<http://members.aol.com/WSRNet/laser.htm>;

Les LASERS et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

8. Glossaire d'acronymes utilisés

A = **A21**, coefficient d'émission spontanée d'Einstein ;

Angström, unité de longueur équivalent à 10^{-10} mètre ;

B12, **B21**, respectivement les coefficients d'absorption et d'émission stimulée d'Einstein.

BC, Bande de Conduction d'un semi-conducteur ;

BI ou gap, Bande Interdite d'un semi-conducteur ;

BV, Bande de Valence d'un semi-conducteur ;

C³, Coupled Clived Crystal ;

Cohérence spatiale, à un instant donné, deux points A et A' appartenant au plan perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau LASER, sont en phase (Figure 56) ;

Cohérence temporelle, deux points A et B appartenant à l'axe de propagation du faisceau LASER et distant de la longueur d'onde du faisceau λ , sont en phase (Figure 56) ;

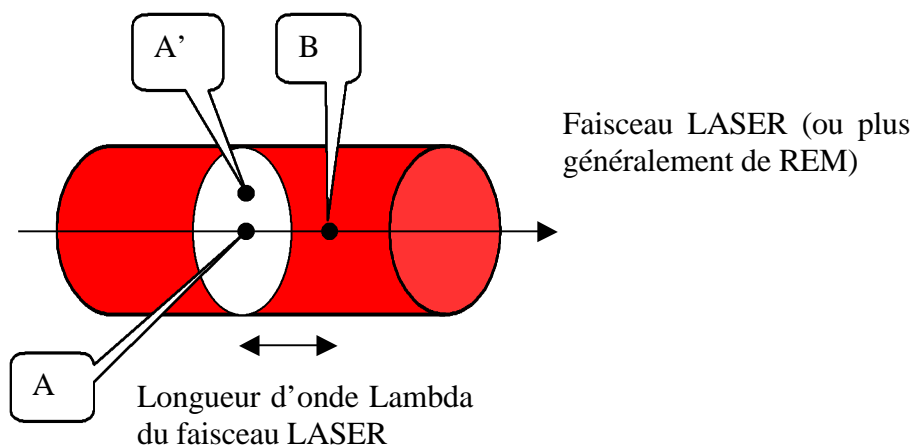


Figure 56 Cohérence spatiale et temporelle d'un faisceau LASER

Condition d'oscillation, un amplificateur électronique ou optique se met à osciller dès que la condition d'oscillation $\text{Gain} * \text{Réaction} \geq 1$ est respectée.

D.d.p., différence de potentiels (ou tension électrique) ;

Dégénérescence d'un niveau d'énergie g_i et **dégénérescence Zeeman**, « chaque niveau est caractérisé par un nombre quantique J (moment cinétique total électronique). En l'absence de champ magnétique, ce niveau est dégénéré, c'est-à-dire composé de plusieurs états, dits sous-niveaux, de même énergie qui se superposent. Il correspond en fait à plusieurs sous-niveaux magnétiques. En présence d'un champ magnétique, ce niveau se scinde en $2 * J + 1$ niveaux

Les LASERs et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

correspondant aux différentes valeurs de m_J avec m_J prenant les valeurs entières entre $-J$ et $+J$. » [CEA-CLEFS41]

DFB, Distributed FeedBack ;

DHS, Double Hétéro-Structure ;

DWDM, Dense WDM ;

E_f, niveau de Fermi d'un semi-conducteur ;

Effet Peltier, effet thermoélectrique dû au passage d'un courant électrique d'un métal à un autre (d'une autre nature). Cet effet est utilisé dans les systèmes de refroidissement.

Electrons liés, « électrons restant liés au noyau (atomique) après ionisation des électrons plus externes de l'un des atomes du milieu considéré » [CEA-CLEFS41]

EQD, Efficacité Quantique Différentielle ;

Interféromètre de Fabry-Perot, il s'agit d'un interféromètre à ondes multiples composé de deux miroirs à faces parallèles de pouvoir réflecteur et de transmission en intensité R et T respectivement (Figure 57). Cet appareil est utilisé comme spectromètre et est caractérisé par son pouvoir de résolution et sa finesse.

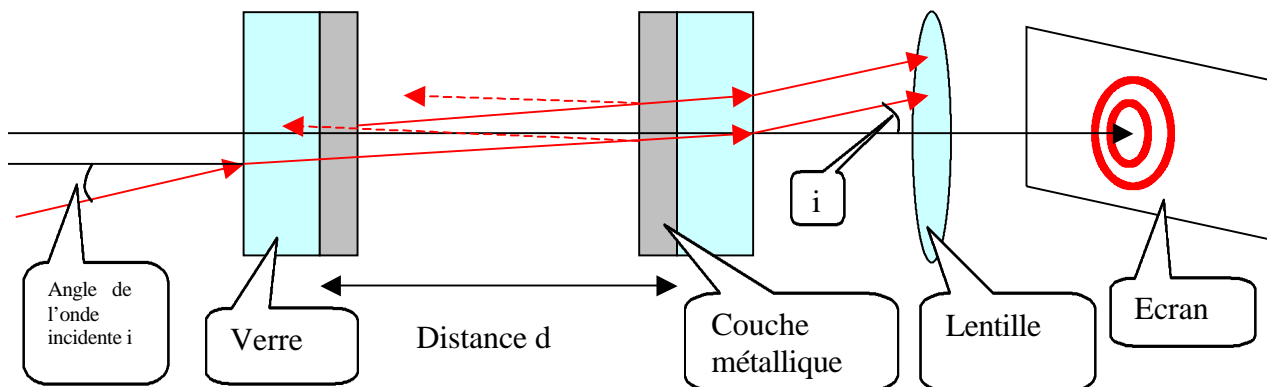


Figure 57 Interféromètre de Fabry-Perot

Interféromètre de Michelson (1881), composé d'une lame séparatrice et de deux miroirs. La différence de marche des deux rayons lumineux sortant de l'interféromètre est introduite lorsque les deux bras de l'interféromètre ne possèdent pas la même longueur (Figure 58). Cet interféromètre sera utilisé pour montrer que la lumière se propage de manière constante dans toutes les directions de l'espace (expérience de Michelson et Morley de 1887) ;

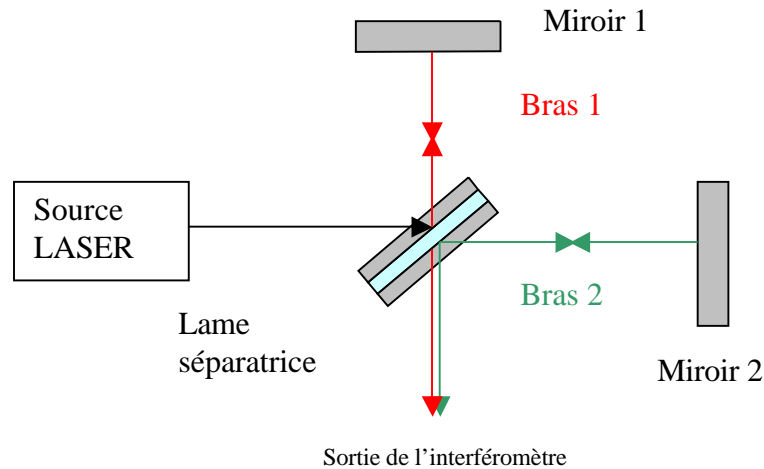


Figure 58 Interféromètre de Michelson

Interféromètre de Sagnac (1913), composé d'une lame séparatrice et de trois miroirs (Figure 59), ce système sera utilisé pour mettre en évidence la rotation de la Terre sur elle-même. A partir d'un phénomène d'interférence et de rayons contra-propageant, cet interféromètre permet de mesurer une vitesse de rotation et peut être utilisé comme **gyromètre**.

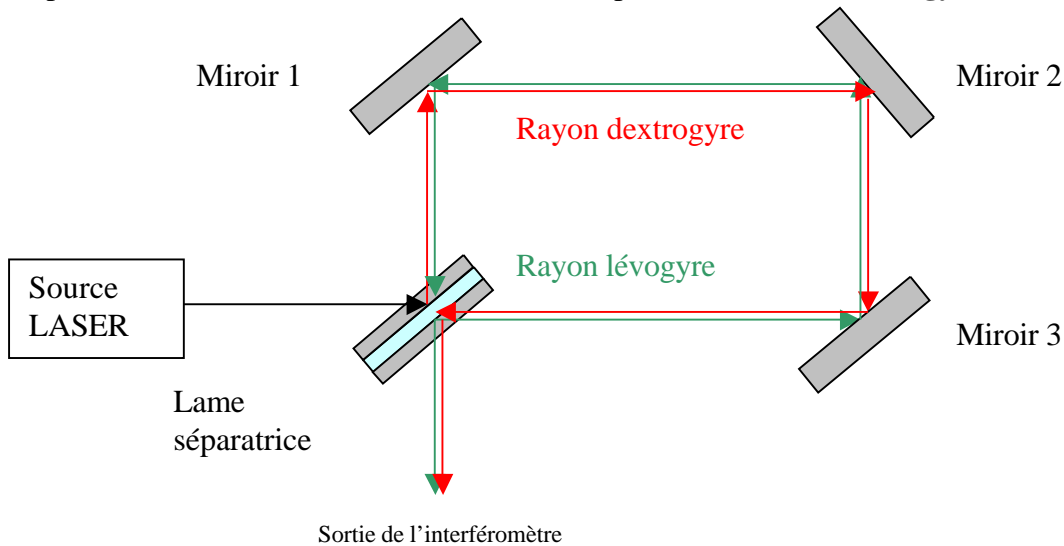


Figure 59 Interféromètre de Sagnac

Inversion de population, lorsque dans un système, le nombre d'atomes dans l'état excité dépasse le nombre d'atomes dans l'état fondamental (Equation 1) ;

IR, Infrarouge, photons de longueur d'onde de l'ordre de 300 μm ;

LASER, Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, source de lumière émettant du domaine des rayons X (longueur d'onde de 100 Angströms ou 0.01 μm) jusqu'au domaine du proche infrarouge (environ 1 μm) ;

LD, LASER Diode ;

Les LASERS et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

MASER, Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation, source de lumière émettant du domaine des ondes hyper-fréquence ou micro-ondes (longueur d'onde de 1mm ou 1000 μm) jusqu'au domaine de l'infrarouge moyen (quelques μm à plusieurs dizaines) ;

PD, Photo-diode ;

Photon, particule associée à une onde électromagnétique (dualité onde-corpuscule) ;

PR, Pouvoir de résolution, défini comme l'inverse de la résolution Res par la relation :

$$\text{PR} = 1 / \text{Res}$$

Equation 33 Pouvoir de résolution et résolution

Avec :

- $\text{Res} = \Delta\omega / \omega = \Delta\nu / \nu$
- $\Delta\omega$ et $\Delta\nu$ les largeurs de raies exprimées en pulsation ou fréquence ;
- ω et ν les pulsation et fréquence de la raie en question ($\omega = 2 * \pi * \nu$).

R, Pouvoir réflecteur en intensité, pourcentage de réflexion d'une onde incidente (tout ce qui n'est pas réfléchi étant transmis, absorbé ou diffusé) ;

Rayon X, photons de longueur d'onde de l'ordre de 100 Angströms ;

REM, Rayonnement Electro-Magnétique ;

Res, résolution d'une source lumineuse définie à partir du pouvoir de résolution PR ;

Résistivité Rho, cette valeur dépend de la longueur L, de la résistance R et de la section S de matériau traversé (typiquement un fil). L'unité de résistivité est l'ohm*mètre. La résistivité dépend de la température T du matériau, selon sa nature (isolant, semi-conducteur, métal ou supra-conducteur). La **résistance R** d'un matériau est liée à la résistivité par la relation suivante :

$$R = \text{Rho}(T) * L / S$$

Equation 34 Relation entre résistance et résistivité

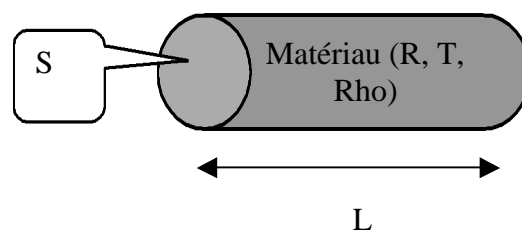


Figure 60 Résistivité d'un fil de longueur L et de section S (paramètres externes), de résistance R, de résistivité Rho, porté à la température T

SC, Semi-Conducteur ;

Seuil d'oscillation, un amplificateur électronique ou optique se met à osciller dès que le seuil $\text{Gain} * \text{Réaction} = 1$ est atteint.

Les LASERs et leurs applications au domaine des télécommunications
© 2002 - Jérôme PONS

Spectromètre, appareil de mesure utilisé pour connaître la longueur d'onde (la fréquence) d'une onde incidente ;

T, Pouvoir de transmission en intensité, pourcentage de transmission d'une onde incidente (tout ce qui n'est pas transmis étant réfléchi, absorbé ou diffusé) ;

TE, Transverse Electric ;

TM, Transverse Magnetic ;

VCSEL, Vertical Cavity Surface Emitting LASER ;

WDM, Wavelength Division Multiplexing, multiplexage en longueur d'onde sur certaines fibres optiques. Plusieurs faisceaux LASER (2, 4, 8, 16, ..., 96) convergent alors vers la même fibre optique qui les transporte sans interférence à condition que les faisceaux LASER ne possèdent pas la même longueur d'onde ou fréquence d'émission ;